LES APPLICATIONS

DES

INTERFÉRENCES LUMINEUSES

PAR

Ch. FABRY

PROFESSEUR A LA SORBONNE

DIRECTEUR GÉNÉRAL DE L'INSTITUT D'OPTIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

140, Boulevard du Montparnasse, Paris (XIVe)

1923

LES APPLICATIONS

DES

INTERFÉRENCES LUMINEUSES

CHAPITRE I

LES INTERFÉRENCES EN OPTIQUE

1. Théories de la lumière. — L'étude directe des phénomènes lumineux, indépendamment de toute hypothèse, conduit à la conclusion suivante :

La lumière consiste en une perturbation périodique qui se propage.

Quant à la nature même de cette perturbation, diverses interprétations peuvent venir à l'esprit. Ayant montré d'une manière irréfutable que la lumière a pour cause la propagation d'un phénomène périodique, Fresnel et les physiciens du commencement du XIX[e] siècle admettaient que ce phénomène périodique n'était autre que la déformation d'un milieu élastique, ce qui ramenait la propagation de la lumière à celle d'un *mouvement vibratoire*. On ne croyait pas, en admettant cela, faire une hypothèse nouvelle, sans doute parce que l'on ne pouvait alors concevoir aucune autre modification d'un milieu que les déformations élastiques.

Plus tard, après que Faraday eût habitué les physiciens à la considération du champ électrique et du champ magnétique comme définissant des états particuliers de l'espace, même vide de matière, Maxwell montra que les ondes lumineuses sont des ondes électromagnétiques et fonda ainsi la théorie électro-magnétique de la lumière, dont l'exactitude ne peut plus faire le moindre doute. Moins ambitieuse que la *théorie élastique*, elle ne prétend pas ramener la théorie de la lumière à celle de déformations déterminées d'un milieu. Elle se borne à prendre comme point de départ les propriétés, découvertes par l'expérience, des champs électriques et magnétiques, et à montrer que la lumière est produite par de tels champs, périodiquement et rapidement variables en chaque point.

Pour l'explication et l'exposition des phénomènes dont il sera question dans ce livre, les deux théories sont absolument équivalentes. Pour mieux dire, nous n'aurons à faire appel qu'au fait expérimental rappelé au début, et dont l'énoncé est indépendant de toute hypothèse; il sera inutile de se référer à l'une ou à l'autre théorie. Pour désigner le phénomène qui se propage, on emploiera, à dessein, le terme vague de *déplacement;* si l'on trouve commode de se représenter les choses au moyen des images concrètes de la théorie élastique, ce déplacement est réellement, à chaque instant, la distance d'un point du milieu à sa position d'équilibre; si l'on préfère prendre comme guide la théorie électromagnétique, cette expression désigne l'un des vecteurs dont la variation périodique caractérise la lumière. Rien n'est changé aux résultats ni à leur expression mathématique.

2. Lumière monochromatique. Période. Vitesse. Longueur d'onde. — L'élément simple de tout rayonnement lumineux est la *radiation simple* ou *monochromatique*, caractérisée par un déplacement exactement périodique et sinusoïdal en fonction du temps. Une telle radiation est caractérisée par sa *période*, qui sera désignée par T. Cette période se conserve inaltérée dans tous les phénomènes auxquels donne lieu cette radiation (1); c'est le principe de la conservation des radiations simples, introduit dans la science par NEWTON [**14**].

La propagation de cette radiation conduit à introduire une autre quantité, sa vitesse de propagation, que l'on désignera par V. Les quantités T et V définissent complètement le phénomène. On est cependant amené à en considérer une troisième, la *longueur d'onde*, qui est la longueur dont se propage la lumière pendant une période. On peut dire aussi que la longueur d'onde est la *période dans l'espace*, car deux points séparés par une longueur d'onde ou par un nombre entier de longueurs d'onde ont des mouvements exactement concordants. Désignant par λ la longueur d'onde, la définition donne la relation :

$$\lambda = VT. \tag{1}$$

On a donc, pour toute radiation simple qui se propage, à considérer les trois quantités T, V et λ, liées par la relation (1). Rappelons de quoi dépendent ces quantités et quels sont leurs ordres de grandeur.

1° La *période* T dépend uniquement de l'espèce de radiation que l'on considère. C'est un temps extraordinairement petit, le nombre de

(1) Excepté, bien entendu, les cas où la radiation est absorbée et transformée en quelque autre forme d'énergie, qui peut être une radiation d'une autre espèce (fluorescence, phosphorescence).

périodes pour les radiations qui impressionnent notre œil se chiffrant par millions de milliards dans chaque seconde.

2° La *vitesse* V est, dans le vide, la même pour toutes les radiations et même pour toutes les perturbations électromagnétiques, rapides ou lentes, que l'on peut produire. Elle est, d'après les meilleures mesures, de 299 900 kilomètres par seconde. Ce nombre exprime l'une des constantes fondamentales de l'espace vide de matière.

Dans les milieux matériels, la vitesse de propagation est différente; elle est définie si l'on connaît l'indice de réfraction du milieu. Si l'on désigne par μ cet indice pour la radiation que l'on étudie, et si V_0 est la vitesse de propagation dans le vide, dans le milieu que nous considérons a vitesse sera

$$V = \frac{V_0}{\mu}. \tag{2}$$

Comme l'indice de réfraction n'est pas exactement le même pour toutes les radiations (phénomène de la dispersion), on voit que V varie légèrement d'une radiation à une autre. En général, dans les milieux transparents autres que le vide, les radiations *rouges* se propagent un peu plus vite que les *violettes*.

3° La longueur d'onde, d'après la relation (1), dépend à la fois de la radiation que l'on étudie et du milieu dans lequel elle se propage. Si λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, dans un milieu d'indice μ la longueur d'onde a pour valeur

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\mu}. \tag{3}$$

Les longueurs d'onde sont fort petites, mais sont cependant mesurables avec une extrême précision. Au contraire, les périodes ne sont accessibles à la mesure que par l'intermédiaire de l'équation (1), c'est-à-dire par la mesure séparée de V et de λ. On peut dire que dans les expériences d'optique la périodicité dans le temps, caractérisée par T, ne se manifeste jamais, tandis que l'on observe et mesure sans difficulté la période dans l'espace caractérisée par λ. Aussi définit-on les diverses radiations simples non par leur période mais par leur longueur d'onde dans un milieu déterminé. Comme les expériences d'optique se font ordinairement dans l'air, on a choisi comme milieu de l'air à 15° et sous la pression de 760 mm. Connaissant les indices de l'air il est facile de passer, par l'équation (3), de la longueur d'onde dans l'air à la longueur d'onde dans le vide. Ces deux nombres sont d'ailleurs peu différents puisque les indices de l'air diffèrent très peu de l'unité (environ 1,0003).

Ce sont donc les longueurs d'onde qui caractérisent les diverses radiations, en nombre infini, dont les mélanges peuvent constituer

toutes les lumières possibles. Ces longueurs d'onde sont des longueurs fort petites ; il convient de les exprimer avec une unité également très petite. On peut se servir du *micron* ou millième de millimètre (abréviation μ). Lorsque l'on veut donner des valeurs précises, il est commode d'employer une unité encore beaucoup plus petite ; on se sert du millième de micron (abréviation $m\mu$), ou plus souvent du dix-millième de micron, désigné sous le nom d'angström (abréviation A), du nom du physicien suédois qui a fait une des premières séries de mesures précises de longueurs d'onde.

Rappelons de quel ordre de grandeur sont les longueurs d'onde que l'on rencontre en optique.

Celles des radiations qui impressionnent notre œil sont comprises dans un intervalle assez étroit, entre $0\,\mu,4$ (extrême violet) et $0\,\mu,8$ (extrême rouge). En dehors de ces limites existent des radiations ayant les mêmes propriétés que les radiations visibles, si ce n'est celle d'impressionner notre œil. Les radiations dont la longueur d'onde est inférieure à $0\,\mu,4$ sont appelées radiations ultra-violettes ; on les étudie principalement au moyen de la photographie, dont l'emploi est d'ailleurs très commode pour l'étude de presque toutes les radiations. On connaît aujourd'hui ces radiations ultra-violettes jusqu'à la longueur d'onde $0\,\mu,01$ (ou 100 angströms). Les rayons X, dont la nature a été longtemps discutée, ne sont autre chose que des radiations de longueur d'onde encore beaucoup plus courte, entre 0,05 et 10 angströms environ, c'est-à-dire de même ordre de grandeur que les dimensions des molécules.

Les radiations dont les longueurs d'onde dépassent $0\,\mu,8$ sont appelées infra-rouges ; on a pu les étudier jusqu'à la longueur d'onde 300 μ. Au delà, viennent les radiations électromagnétiques, de même nature que les radiations lumineuses, mais de longueurs d'onde plus grandes et obtenues par des procédés différents.

3. Longueur optique d'un chemin. — Dans beaucoup de questions s'introduit le temps que met la lumière à parcourir un certain chemin. Si l est la longueur parcourue et V la vitesse de propagation, le temps employé est $\theta = \frac{l}{V}$. Si le chemin est formé de plusieurs parties situées dans différents milieux, l'expression du temps deviendra

$$\theta = \Sigma \frac{l}{V}.$$

Soit V_0 la vitesse de propagation dans le vide et μ l'indice de réfraction du milieu contenant la portion l du chemin. Dans ce milieu la

vitesse de propagation est $V = \frac{V_0}{\mu}$. On peut donc écrire

$$\theta = \frac{1}{V_0} \Sigma \mu l.$$

La longueur $L = \Sigma \mu l$ s'appelle la *longueur optique* du chemin. C'est la longueur qui, dans le vide, serait parcourue dans le même temps que le chemin considéré. Tout se passe comme si la vitesse de propagation était la vitesse dans le vide, à condition de prendre comme longueur du chemin sa longueur optique, telle qu'elle vient d'être définie.

4. Interférences. — Les phénomènes d'interférence, aussi bien en optique qu'en acoustique, se produisent lorsque deux perturbations périodiques de même période se superposent. Il y a alors addition ou soustraction des amplitudes selon que les mouvements sont concordants ou discordants.

En optique, il est indispensable que les deux mouvements qui se superposent proviennent d'un même point lumineux. A cause de l'extrême petitesse de la période, des milliards de périodes sont écoulées avant qu'une impression ait pu être produite sur l'œil. Or les mouvements de deux points lumineux différents ne sont pas mécaniquement liés entre eux; il est impossible d'espérer que ces mouvements soient assez parfaitement réguliers pour présenter entre eux une différence de phase constante pendant un aussi grand nombre de périodes; leur différence de phase prend, en un temps très court, toutes les valeurs possibles et aucun phénomène d'interférence ne peut être obtenu. Si, au contraire, les deux mouvements qui se superposent proviennent d'un même point lumineux, toute irrégularité qui se produit dans l'un arrive également dans l'autre, et la différence de phase possède une valeur déterminée.

Les phénomènes d'interférence se produiront donc dans les circonstances suivantes :

Les rayons partis d'un point lumineux S atteignent un point M par deux chemins différents; si les deux chemins ne sont pas de la même longueur optique, ils sont parcourus en deux temps inégaux; soit θ la différence des deux durées de trajet. Les deux déplacements produits en M seront représentés par les deux équations

$$x = a \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

$$x' = a' \sin 2\pi \frac{t-\theta}{T} = a' \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - \varphi\right),$$

en posant

$$\varphi = \frac{2\pi\theta}{T}.$$

La quantité φ peut être regardée comme un angle, qui mesure la *différence de phase* entre les deux déplacements; a et a' sont les *amplitudes* et leurs carrés $i = a^2$, $i' = a'^2$ représentent les intensités des deux rayonnements qui parviennent en M.

Le résultat de la superposition de ces deux déplacements est encore un déplacement sinusoïdal, dont l'intensité est donnée par l'équation

$$I = a^2 + a'^2 + 2\,a a' \cos \varphi. \qquad (4)$$

Si le point M se déplace, la différence de temps θ et par suite l'angle φ varient; l'intensité I n'est donc pas la même aux différents points atteints par les deux rayons. L'intensité est maxima lorsque φ est un multiple de 2π (concordance entre les deux déplacements) et minima lorsque φ est de la forme $2\pi\left(k + \frac{1}{2}\right)$ (discordance). La valeur maxima de l'intensité est $(a + a')^2$ et le minimum est $(a - a')^2$.

Les conditions d'observation les plus favorables sont réalisées lorsque les deux déplacements qui se superposent ont même amplitude ($a = a'$). Alors les minima d'intensité sont nuls; l'expression (4) de I peut s'écrire :

$$I = 4\,a^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} = 4\,i \cos^2 \frac{\varphi}{2}.$$

On voit que, lorsque φ varie, l'intensité résultante oscille entre zéro et $4i$; les maxima sont quatre fois plus intenses que l'intensité correspondant à un seul des rayons.

En résumé, c'est la variable φ qui règle toutes les circonstances du phénomène; c'est elle qui a une valeur définie en chaque point du champ d'observation, et l'intensité résultante doit être considérée comme une fonction de cette quantité. Si l'on trace une courbe en prenant comme abscisses les valeurs de φ et comme ordonnées les valeurs correspondantes de l'intensité I, l'équation (4) montre que l'on obtient une sinusoïde, dont les minima sont nuls seulement lorsque les deux rayons qui se superposent ont même intensité. La définition de l'angle φ fait intervenir la différence des durées de parcours des deux rayons; comme d'habitude, au lieu des temps il vaut mieux introduire les longueurs. Les deux rayons qui vont de S à M ont suivi des chemins différents; soit δ la différence des longueurs optiques de ces deux chemins, appelée différence de marche. On peut écrire

$$\theta = \frac{\delta}{V_0}$$

et par suite

$$\varphi = 2\pi \frac{\theta}{T} = 2\pi \frac{\delta}{V_0 T} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}.$$

On voit que c'est la quantité $\frac{\delta}{\lambda}$ (rapport de deux longueurs et par suite simple nombre) qui joue le rôle capital. Il y a maximum de lumière lorsque cette quantité est un nombre entier, et minimum lorsqu'elle vaut un nombre entier plus un demi.

5. Observation des franges. — Pour observer les différences d'intensité que prévoit la théorie, recevons la lumière sur un écran occupant le plan P (fig. 1). Pour chaque point M de ce plan, la différence de

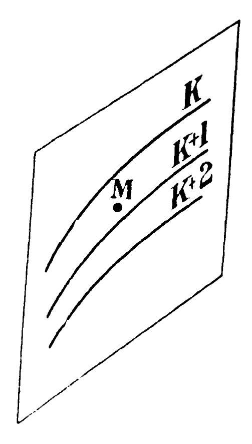


Fig. 1.

marche δ a une valeur déterminée; cette quantité est une fonction des coordonnées du point M. Le lieu des points tels que $\frac{\delta}{\lambda} = K$, K étant un nombre entier, est une courbe en tous les points de laquelle il y a maximum de lumière; cette courbe est une *frange brillante*. On aura ainsi une série de franges brillantes, caractérisées chacune par le nombre entier K qui s'appelle le *numéro d'ordre* de cette frange.

Plus généralement, pour un point quelconque M de l'écran, le rapport $\frac{\delta}{\lambda}$ a une valeur, généralement fractionnaire, que l'on appellera *l'ordre d'interférence* au point M. Cette quantité peut s'écrire

$$p = \frac{\delta}{\lambda} = K + \varepsilon,$$

K étant un nombre entier et ε la partie fractionnaire. Le point M est alors compris entre les franges brillantes numérotées K et K + 1. La mesure des distances du point M aux franges brillantes qui l'encadrent permet de déterminer immédiatement la valeur de la fraction ε. Les

valeurs $\varepsilon = \frac{1}{2}$ correspondent aux minima d'intensité (franges sombres).

Le plan P sur lequel on observe les franges peut, théoriquement, être une surface diffusante telle qu'une feuille de papier blanc. Un tel écran diffuse la lumière dans toutes les directions, et par suite fait perdre beaucoup de lumière; son emploi est généralement impossible. Le mode d'observation généralement employé consiste à supprimer complètement cet écran et à observer au moyen d'une loupe ou d'une lunette dans laquelle l'observateur voit l'image nette de ce qui se projetterait sur un écran occupant le plan P. Ce plan n'est alors pas matériellement représenté; c'est le plan dont les points donneraient des images nettes sur la rétine de l'observateur.

Il arrivera souvent que la lunette sera réglée de manière à montrer les images des points très éloignés. On dira alors que l'on observe les interférences *à l'infini*. A chaque point du champ correspond alors une direction déterminée de rayons.

6. Conditions de netteté des franges. — On a implicitement supposé réalisées deux conditions sur lesquelles il faut revenir.

1° La source de lumière a été réduite à un point S. Or une source ponctuelle n'est qu'une conception de l'esprit; toute source de lumière a des dimensions finies. Chaque point de la source donne alors son système de franges, et le phénomène ne garde sa netteté que si tous ces systèmes de franges sont confondus. Il faut pour cela que la valeur de δ pour chaque point M du plan P soit la même pour tous les points de la source. Cela conduit, en général, à limiter la source de lumière par une très petite ouverture ou par une fente dont l'orientation doit être très soigneusement choisie [**1**; **20**].

Exceptionnellement, il peut arriver que la position du point S n'influe pas sur la différence de marche des deux rayons qui parviennent au point M. On peut alors laisser à la source de lumière toute son étendue, et l'observation des franges se trouve grandement facilitée. On verra plus loin des exemples de phénomènes d'interférence obtenus dans ces conditions.

2° On a supposé que la source émettait une radiation rigoureusement monochromatique. Ceci exige quelques explications.

Les radiations simples sont en nombre infini; elles forment une série continue, comme les points contenus sur un segment de droite. La radiation rigoureusement monochromatique est, comme le *point* en géométrie, une pure abstraction; elle correspondrait à un déplacement rigoureusement sinusoïdal se prolongeant indéfiniment, sans aucune perturbation; aucune source de lumière ne peut réaliser une telle per-

fection. En réalité, toute lumière peut être décomposée en radiations monochromatiques, définies chacune par sa longueur d'onde, s'étendant sur un intervalle plus ou moins étendu, et possédant chacune une certaine intensité. Le rayonnement est alors défini par sa *courbe d'énergie*, obtenue en portant en abscisses les longueurs d'onde et en ordonnées les valeurs correspondantes de l'intensité. Toute radiation est donc une portion plus ou moins étendue de spectre continu, et réalise la radiation monochromatique d'autant mieux que l'étendue de ce spectre est plus étroite. Une ligne spectrale émise par un gaz est représentée par une courbe d'énergie telle que celle de la figure 2, dans laquelle la quantité AB, différence des longueurs d'onde extrêmes, peut être appelée la largeur de la raie. Plus cette quantité est petite, plus la raie est *fine*.

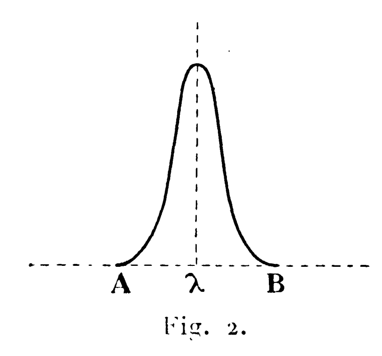


Fig. 2.

Dans un phénomène d'interférence, chacune des radiations simples donne son système de franges, et tous ces systèmes se superposent. De là la nécessité d'employer une source de lumière réalisant aussi parfaitement que possible le rayonnement monochromatique, et cette nécessité est d'autant plus impérieuse que les franges observées sont d'ordre plus élevé.

Pour que les franges soient nettes il faut, en effet, que les diverses radiations simples qui se superposent donnent sensiblement leurs maxima aux mêmes points ; il faut pour cela que les diverses valeurs de *l'ordre d'interférence* correspondant à ces radiations ne diffèrent que de quantités petites par rapport à l'unité. Or la valeur de l'ordre d'interférence pour une radiation de longueur d'onde λ est $p = \frac{\delta}{\lambda}$. Si λ varie de $d\lambda$, p varie de dp et l'on a

$$-\frac{dp}{p} = \frac{d\lambda}{\lambda}.$$

Fixons à une fraction ε la limite admissible de variation de p. On devra avoir, en valeur absolue :

$$p\frac{d\lambda}{\lambda} < \varepsilon \qquad \text{ou} \qquad p < \varepsilon\frac{\lambda}{d\lambda}.$$

Pour une source donnée le rapport $\frac{\lambda}{d\lambda}$ a une valeur déterminée, d'autant plus grande que la raie est plus fine ; la quantité $F = \frac{\lambda}{d\lambda}$ peut être appelée le *coefficient de finesse* de la radiation. La condition de netteté devient :

$$p < \varepsilon F.$$

Si l'on augmente progressivement la différence de marche (et par suite la quantité p), les franges cessent d'être nettes à partir d'une certaine limite, et cette limite est d'autant plus élevée que la radiation employée est plus fine.

Aussi, n'y a-t-il aucune difficulté à obtenir des interférences lorsque la différence de marche des deux rayons qui interfèrent est faible ; tant que l'ordre d'interférence reste inférieur à quelques centaines ou même à quelques milliers, la production des franges est très facile ; mais lorsqu'on veut aborder de grandes différences de marche, donnant des franges dont le numéro d'ordre se chiffre par centaines de mille, la source de lumière employée doit être choisie avec le plus grand soin. Des franges dont le numéro d'ordre dépasse un million n'ont pu être obtenues jusqu'ici.

Ce qui précède montre l'intérêt qu'il y a, pour les progrès de l'optique, à disposer de sources de lumière réalisant aussi parfaitement que possible la radiation monochromatique, élément simple idéal de toutes les radiations. Il ne sera pas sans intérêt de jeter un coup d'œil sur l'histoire des progrès réalisés dans cette voie et sur les moyens techniques actuellement utilisables pour la production de la lumière monochromatique.

7. Sources de lumière monochromatique. — La notion de radiation simple a été introduite en optique par Newton, qui obtenait un faisceau monochromatique en laissant passer à travers une fente les rayons compris dans une bande étroite du spectre solaire [**14**]. La finesse de la radiation ainsi obtenue est limitée par la largeur de la fente, et surtout par la pureté du spectre ; l'intensité du faisceau devient très faible dès que l'on veut obtenir une raie très fine. On peut, par ce procédé d'analyse, obtenir à volonté toutes les radiations monochromatiques, mais la longueur d'onde de la radiation que l'on isole n'est pas connue d'avance. C'est au moyen de radiations ainsi obtenues que Newton fit ses belles découvertes sur les interférences par les lames minces.

Fresnel, dans ses recherches mémorables qui conduisirent à l'établissement définitif de la théorie des ondulations, se contentait d'un verre rouge interposé sur le faisceau solaire [**15**]. Ce procédé pour obtenir

de la lumière monochromatique est bien peu satisfaisant, car il conduit à opérer sur un mélange de toutes les radiations dont les longueurs d'onde sont comprises entre o μ,6 et o μ,7 environ.

Tous les procédés modernes pour la production de lumière monochromatique résultent des propriétés des gaz rendus lumineux. Une telle source de lumière émet un nombre limité de radiations, qui apparaissent comme monochromatiques dans un spectroscope peu dispersif, mais dont chacune, en réalité, a une largeur finie. Les conditions à rechercher sont : grand éclat intrinsèque et finesse des raies. Dans beaucoup d'expériences d'optique, il est commode d'employer une source donnant une seule raie, ou un très petit nombre de raies faciles à séparer au moyen de milieux absorbants ; quelquefois, au contraire, il est commode d'avoir une source donnant un grand nombre de raies réparties dans tout le spectre.

Le premier emploi d'un gaz lumineux comme source de lumière monochromatique est dû à Brewster (1828), qui se servait de la lumière jaune donnée par une flamme d'alcool salé. Plus tard, la flamme de l'alcool fut remplacée par celle du gaz d'éclairage. L'emploi de cette source de lumière s'est maintenu dans beaucoup de laboratoires et d'ateliers d'optique, en dépit des progrès faits ultérieurement. Ces flammes contenant du sodium donnent une lumière jaune, formée de deux radiations voisines, correspondant aux raies D_2 et D_1 du spectre solaire, dont les longueurs d'onde sont 5 890 et 5 896 angströms. L'existence de cette double raie est souvent un inconvénient ; de plus, chacune d'elles n'est pas très fine (coefficient de finesse ne dépassant pas 50 000). Enfin, l'éclat intrinsèque est très médiocre, et ne dépasse guère 0,01 bougie par centimètre-carré dans le cas de la flamme d'un brûleur de Bunsen contenant du chlorure de sodium. On peut augmenter un peu cet éclat en augmentant la quantité de sodium contenu dans la flamme, par exemple en remplaçant le chlorure par le bromure plus volatil ; on peut aussi employer une flamme à température plus élevée (flamme oxy-hydrique). Tous ces procédés pour augmenter l'éclat diminuent encore la finesse des raies.

Les autres métaux alcalins, introduits sous forme de sels dans la flamme, émettent des spectres de lignes, et peuvent être utilisés, plus ou moins commodément, comme sources de lumière monochromatique. On peut employer le lithium, qui donne une raie rouge ($\lambda = 6\,708$) et le thallium qui donne une raie verte ($\lambda = 5\,350$) ; l'emploi de ce dernier métal est désagréable à cause de la toxicité des vapeurs de sel de thallium que répand la flamme.

L'emploi des gaz illuminés par les procédés électriques vint bientôt ouvrir des voies nouvelles en optique. Ces procédés donnent des

sources dont l'éclat est bien supérieur à celui des flammes, avec la possibilité d'employer une bien plus grande variété de substances, et d'obtenir des raies beaucoup plus fines. La méthode électrique pour l'illumination d'un gaz ou d'une vapeur peut être employée sous des formes très diverses, qui peuvent être rapportées à trois types : décharge à travers un gaz ou vapeur à faible pression (tube de Geissler); étincelle entre électrodes métalliques, qui fournissent elles-mêmes la vapeur illuminée; arc électrique dans lequel est volatilisé le corps à rendre lumineux.

A partir de 1830 l'émission des gaz dans ces différents cas commença à être étudiée, et ces études aboutirent plus tard à la création de la science connue aujourd'hui sous le nom de spectroscopie. L'emploi des gaz électriquement illuminés ne tarda pas à s'introduire comme source de lumière, en particulier pour fournir des repères dans les mesures de constantes optiques. C'est ainsi qu'en 1884 Abbe systématisa les mesures d'indices en recommandant l'emploi des radiations émises par un tube à hydrogène en même temps que celles provenant des flammes contenant du sodium et du potassium; l'emploi de ces raies s'est maintenu jusqu'ici, bien qu'il soit maintenant possible de choisir des sources de lumière plus commodes que celles recommandées par Abbe.

On doit au physicien américain Michelson d'avoir fait ressortir, en 1889, les grands avantages de l'emploi, comme source de lumière, des vapeurs métalliques à faible pression illuminées par le courant électrique, et d'avoir ainsi beaucoup étendu le champ des applications des interférences [**61**]. On reviendra plus loin (§ 63) sur la théorie de la largeur des raies ainsi obtenues; disons seulement que pour obtenir des raies fines on est amené à employer une vapeur de poids atomique élevé, à température aussi peu élevée que possible, et sous faible pression. La vapeur de cadmium (vers 300°) et la vapeur de mercure (vers 100°) donnent les résultats les plus intéressants. Le mercure donne un petit nombre de radiation visibles, dont une verte de longueur d'onde 5 461, remarquablement fine, permet d'obtenir des interférences jusqu'au numéro d'ordre 790 000 (différence de marche 43 centimètres). Malheureusement, cette raie est accompagnée de faibles raies très voisines ou *satellites*, qui compliquent un peu les phénomènes (voir § 62).

Le cadmium donne, dans le spectre visible, quatre radiations, dont une rouge est absolument dénuée de satellites et est très fine; elle donne des interférences observables jusqu'au numéro d'ordre 406 000. Cette radiation a été prise comme étalon fondamental en spectroscopie et en métrologie; sa longueur d'onde est 6 438, 4 696; on reviendra plus loin sur la détermination de cette longueur d'onde fondamentale (voir § 39 et 42).

Pour obtenir ces radiations des vapeurs métalliques, on se sert du tube de Michelson, ayant la forme indiquée par la figure 3. Après y avoir placé un peu de métal, on fait soigneusement le vide dans le tube et on le ferme à la lampe. Pour l'emploi, on doit le chauffer dans une étuve à une température convenable. Comme source de courant électrique on peut se servir d'une bobine d'induction, ou mieux de courant alternatif; une tension de 2 000 volts suffit, et l'intensité du courant qui traverse le tube n'est que de quelques milliampères; un transformateur de très faible puissance suffit à produire ce courant. Il est nécessaire

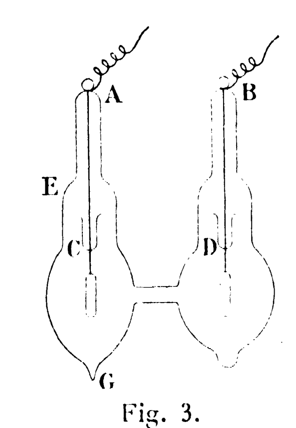


Fig. 3.

d'intercaler sur le circuit, pour régler l'intensité du courant, une résistance liquide formée par un tube de quelques millimètres de diamètre plein d'eau, dont on fait varier la résistance en y enfonçant plus ou moins un fil métallique. Lorsqu'on dispose d'une source de courant continu à haute tension, il est encore plus commode d'alimenter le tube par du courant continu, en intercalant la même résistance de réglage.

L'emploi des tubes à cadmium, nécessaire pour certaines applications, n'est pas, il faut bien le dire, très commode ni très agréable. Les tubes ne sont généralement pas de très longue durée, leur préparation est fastidieuse, et leur éclat n'est pas toujours aussi grand qu'on pourrait le désirer. Depuis les travaux de Michelson, la découverte des gaz rares de l'atmosphère est venue mettre entre les mains des physiciens des corps nouveaux, gazeux à la température ordinaire, s'illuminant fortement par le passage du courant, et donnant des raies très fines. C'est ainsi que le krypton, dont le poids atomique est 83, donne, comme l'ont montré Buisson et Fabry en 1912, les raies les plus fines actuellement connues; en refroidissant le tube à krypton dans l'air liquide on a pu obtenir des interférences dont le numéro d'ordre atteignait presque un million [**122**]. Le spectre du krypton comprend presque uniquement une raie verte (5570) et une jaune (5871), toutes deux très

fines; leur emploi peut être avantageux dans beaucoup de questions de métrologie [**101**].

Le néon donne des lignes un peu moins fines, mais remarquablement brillantes, situées presque toutes dans l'orangé et le rouge [**26**]; elles peuvent servir dans beaucoup d'expériences d'optique. On sait que M. Georges Claude, utilisant la facilité avec laquelle le néon s'illumine, a fait du *tube à néon* un appareil d'éclairage industriel. Ses tubes ont ordinairement 6 mètres de long et 5 centimètres de diamètre; on les illumine par un courant alternatif d'environ 1 ampère sous une tension de 800 volts. Leur éclat intrinsèque est d'environ 0,5 bougie par centimètre carré. Ces tubes ont la robustesse et la construction soignée nécessaires pour les applications industrielles, qualités que l'on trouve rarement dans les appareils construits spécialement pour les usages

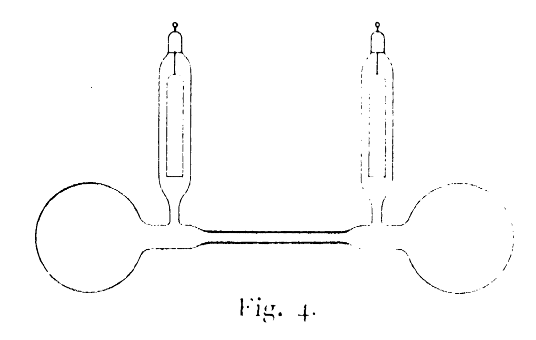


Fig. 4.

scientifiques. Ces tubes sont trop encombrants pour les usages de laboratoire. On trouve maintenant dans le commerce des tubes au néon, construits sur le même principe que les tubes industriels, destinés aux expériences de laboratoire (fig. 4); on alimente ces tubes par le courant d'une bobine de Ruhmkorff ou d'un petit tranformateur à courant alternatif.

Les raies de l'hélium sont moins fines, quoique encore utilisables dans bien des cas.

Ces gaz ou vapeurs métalliques à basse pression (mercure, cadmium, krypton, néon), illuminés par du courant électrique à haute tension, constituent actuellement les sources de lumière les plus parfaites pour les expériences de haute précision. Dans bien des cas, une aussi grande finesse des raies n'est pas nécessaire, tandis qu'un plus grand éclat et une plus grande surface sont utiles. Des résultats très intéressants ont été obtenus par l'emploi des arcs dans le vide.

L'arc au mercure dans le vide, découvert par Arons en 1892 [**21**; **22**] se produit entre une cathode de mercure et une anode quelconque (mercure, charbon, fer) dans un espace clos dont l'air a été évacué, ne contenant que la vapeur de mercure provenant du fonctionnement

même de l'arc. Le courant passe sous une faible tension aux bornes de la lampe (quelques dizaines de volts dans les lampes courtes); le phénomène est bien un *arc*, caractérisé par l'émission d'électrons par la cathode, tandis que dans les tubes de Geissler les ions sont produits uniquement par ionisation du gaz, ce qui exige une tension élevée. Quant à l'intensité du courant, elle est de quelques ampères, et peut être réglée au moyen d'un rhéostat; à mesure que l'on augmente la puissance électrique consommée par la lampe, on augmente la température et la pression de la vapeur de mercure, et l'on fait croître l'éclat intrinsèque; mais en même temps les raies deviennent plus larges. L'anode ne prend aucune part active dans le phénomène.

Depuis Arons, de nombreux modèles de lampes avec deux élec-

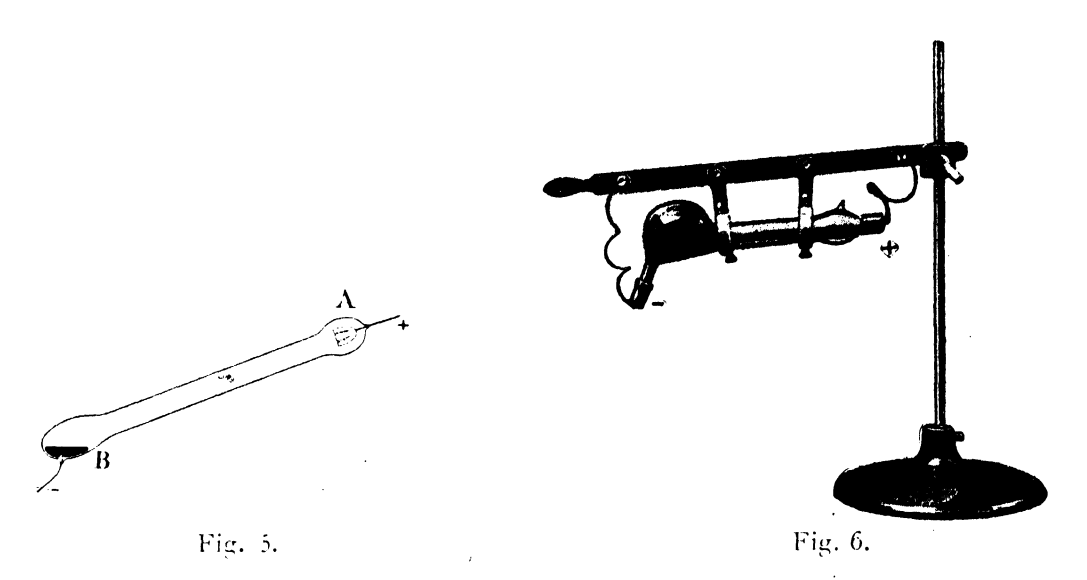


Fig. 5. Fig. 6.

trodes de mercure ont été successivement construits pour les besoins de l'optique (Fabry et Perot [**23**]; Lummer [**24**], etc.). Ces appareils de laboratoire ont rendu de grands services, mais ils étaient fragiles et d'un fonctionnement peu sûr; ils ne présentent déjà plus qu'un intérêt historique. Vers 1900, l'Américain Cooper Hewitt eut l'idée très hardie de construire sur ce principe une lampe destinée à l'éclairage industriel, malgré la teinte bizarre de la lumière produite et l'aspect inusité qu'elle donne aux objets. Cette lampe, robuste et bien construite, est beaucoup plus commode que les anciens modèles de laboratoire [**25**]. La figure 5 en donne le schéma et la figure 6 une photographie. Elle se compose d'un long tube de 3 centimètres de diamètre, portant en haut une anode en fer et en bas une cathode en mercure. On la met en circuit sur un réseau à courant continu avec une résistance convenable et une self-induction qui diminue les petites irrégularités provenant du déplacement

du point brillant cathodique sur la cathode de mercure. Les modèles industriels ont un mètre ou 60 centimètres de long; ce dernier modèle convient bien pour les études de laboratoire bien qu'il soit encore inutilement grand; comme la question de rendement est secondaire, on peut l'utiliser sur un réseau à 110 volts avec une résistance convenable. La société Westinghouse-Cooper Hewitt a construit un certain nombre de lampes plus courtes (longueur 20 centimètres), beaucoup plus commodes; c'est ce modèle qui est représenté sur la figure 7. L'intensité habituelle du courant dans ces lampes est de 3,5 ampères, et l'éclat intrinsèque d'environ 3 bougies par centimètre carré. L'allumage est obtenu en faisant couler le mercure de l'anode vers la cathode, ce qui amène pendant un instant la fermeture directe du circuit. La seule précaution nécessaire est de ne jamais faire fonctionner la lampe, fût-ce

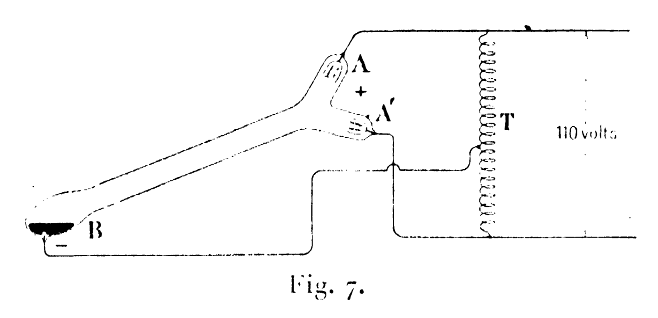


Fig. 7.

pendant un seul instant, avec le courant inversé. La cathode doit toujours être entièrement recouverte par le mercure liquide.

Il existe aussi un modèle, un peu plus compliqué, de lampe Cooper Hewitt fonctionnant directement sur courant alternatif; l'appareil porte deux anodes en fer et une seule cathode en mercure. Les deux demi-ondes traversent la lampe, toujours dans le même sens, en utilisant successivement l'une et l'autre anodes. La figure 7 en montre le schéma.

La lampe au mercure présente de très grands avantages pour un grand nombre d'expériences d'optique. Elle donne, dans le spectre visible, les radiations suivantes, très intenses :

5 790,660	jaunes;
5 769,598	
5 460,746	vert;
4 358,325	violet;
4 046,557	extrême violet.

Il y a, en outre, un fort groupe de raies ultra-violettes vers 3650. La partie rouge du spectre est, malheureusement, complètement absente. De toutes ces raies, la verte est la plus intense, et la plus commode pour beaucoup d'expériences.

Au moyen de milieux absorbants convenables il est facile d'isoler à volonté l'une de ces radiations. Voici quelques-uns des plus commodes parmi ces absorbants (1). Une cuve contenant une solution de chromate neutre de potassium, ou une couche de gélatine (2) teinte avec de l'acide picrique élimine toute la partie violette du spectre. Une cuve de sulfate de cuivre ammoniacal ne laisse, au contraire, que la partie violette, et dans cet ensemble une cuve contenant une solution de sulfate de quinine dans de l'eau acidulée ne laisse subsister que la raie 4358. Une cuve d'éosine, ou une couche de gélatine teinte avec cette même substance, absorbe la raie verte en respectant les jaunes; enfin une solution d'un sel de didyme élimine les raies jaunes en laissant subsister la verte.

La radiation verte est remarquablement bien placée pour les observations visuelles; elle se trouve exactement dans la région du spectre où, à énergie égale, notre œil possède le maximum de sensibilité. Cette radiation serait avec avantage substituée à la double raie jaune du sodium dans tous les cas où la flamme salée est employée (saccharimétrie, polarimétrie, vérification des surfaces optiques, etc.). La raie verte ne peut, malheureusement, remplacer la raie rouge du cadmium comme étalon fondamental de longueur d'onde à cause des satellites qui l'accompagnent.

La radiation violette 4358 est extrêmement commode pour l'emploi de la photographie; elle se trouve justement dans la région du spectre où les plaques photographiques ordinaires ont leur maximum de sensibilité.

L'emploi de tubes en quartz fondu au lieu de tubes en verre a ouvert un nouveau champ d'applications pour les arcs dans les vapeurs métalliques. La lampe à vapeur de mercure avec enveloppe de quartz est devenue un appareil industriel; elle supporte un régime beaucoup plus *poussé* que la lampe en verre, ce qui permet d'obtenir un meilleur rendement et un éclat intrinsèque énorme (jusqu'à 1 000 bougies par centimètre carré). Le spectre reste le même, mais les raies sont fortement élargies. Cette lampe est intéressante aussi par l'énorme rayonnement ultra-violet qu'elle produit.

L'emploi d'enveloppes en quartz permet de produire l'arc dans des vapeurs autres que celles de mercure, en employant des métaux que le verre ne tolérerait pas (cadmium fondu, amalgames divers, sodium, etc.).

(1) La maison Wratten et Wainwright fabrique des écrans en gélatine teinte spécialement étudiés pour isoler les diverses raies du mercure.

(2) Ces couches de gélatine sont facilement obtenues en partant d'une plaque photographique non développée, que l'on dépouille de ses sels d'argent au moyen d'hyposulfite de soude, et que l'on teint ensuite par immersion dans la solution de matière colorante.

Plusieurs de ces sources de lumière sont intéressantes [**22**; **124**]; les appareils sont malheureusement encore un peu fragiles.

La figure 8 représente quelques-uns des spectres dont on vient de parler. On y voit en haut le spectre d'un tube au néon (dont les raies sont entièrement confinées dans le rouge), puis le spectre d'une lampe Cooper Hewitt, enfin le spectre d'absorption d'une cuve contenant une dissolution d'un sel de didyme; on remarquera que l'une des bandes d'absorption couvre complètement les deux raies jaunes du mercure, tout en respectant la raie verte.

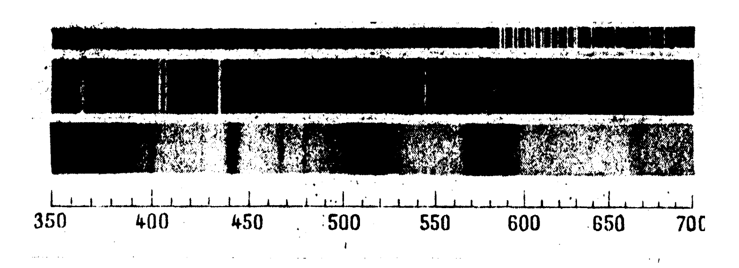


Fig. 8.

En haut : Spectre du néon ;
Au milieu : Spectre du mercure;
En bas : Spectre d'absorption du chlorure de didyme.

Enfin l'arc entre tiges de métal à l'état solide, dans l'air libre (entre tiges de fer par exemple) donne des spectres très riches, contenant parfois un nombre immense de raies, que l'on emploie souvent en spectroscopie comme spectre de comparaison. La figure 9 donne la reproduction d'une petite partie du spectre du fer, d'après l'atlas publié par MM. Buisson et Fabry [**27**]. Les raies deviennent beaucoup plus fines lorsque l'arc est placé dans un espace clos où l'on a fait le vide [**109**]. On reviendra plus loin, à propos des applications à la spectroscopie, sur l'emploi de ces diverses sources de lumière.

Les divers procédés que l'on vient d'énumérer donnent non pas une seule radiation monochromatique mais un nombre plus ou moins grand de radiations. Lorsque ces radiations sont peu nombreuses (cadmium, mercure) on peut généralement isoler la radiation que l'on veut utiliser en employant des absorbants ou *filtres* convenablement choisis. Lorsque le spectre est plus compliqué, on est amené à séparer les radiations au moyen d'un appareil dispersif donnant une série d'images de la source, images que l'on arrête à l'exception d'une seule; l'appareil dispersif employé dans ce but est parfois désigné sous le nom de monochromateur.

8. Les divers appareils interférentiels; franges de lames minces. — Un appareil interférentiel a pour rôle de diviser le faisceau parti d'une source de lumière en deux faisceaux qui viennent se superposer après avoir suivi deux chemins différents. Les appareils imaginés pour cela sont très nombreux. Il en est, comme les miroirs et le biprisme de Fresnel, qui ont joué dans l'histoire de l'optique un rôle de premier ordre, mais ne présentent plus aucun intérêt pour les recherches scientifiques du temps présent. On prendra ici comme exemple les appareils qui peuvent être encore de quelque utilité.

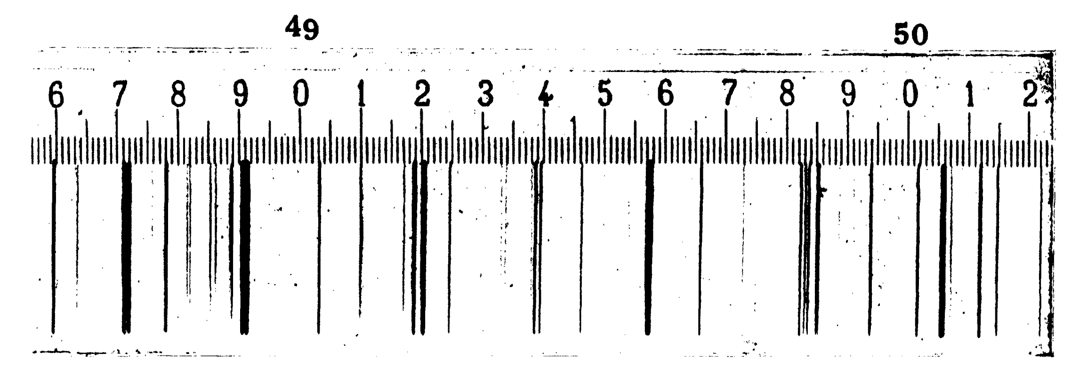


Fig. 9.

Le dispositif le plus simple, celui que l'on peut prendre comme type, est l'appareil producteur de franges de *lames minces*. La division du faisceau en deux parties y est faite par réflexion et réfraction. On sait, en effet, que si un rayon rencontre la surface de séparation de deux milieux (air et verre par exemple), une partie de la lumière est réfléchie tandis qu'une autre est réfractée et traverse la surface de séparation; le faisceau incident est ainsi séparé en deux faisceaux qui suivent des routes différentes. De bien des manières les rayons ainsi séparés peuvent être ramenés à des directions voisines, de manière à éclairer une même région. On arrive, en particulier, à ce résultat au moyen de deux surfaces, planes ou presque planes et à peu près parallèles, laissant entre elles une mince lame transparente.

Dans le cas de la figure 10, A et B sont les deux surfaces qui séparent la lame mince L du milieu extérieur. Les deux rayons S I O, S I' O, partis du même point lumineux S atteignent l'œil de l'observateur par deux chemins différents, l'un qui a traversé deux fois la lame et l'autre qui s'est seulement réfléchi sur sa surface extérieure. On dira, dans ce cas, que la lame est observée *par réflexion*. On peut aussi l'observer par transmission (fig. 11); le point M reçoit encore deux rayons, l'un qui a traversé directement la lame, l'autre qui en sort après avoir subi deux réflexions et, par suite, après avoir traversé la lame 3 fois; ce dernier

rayon est fortement affaibli par les deux réflexions, et par suite les deux rayons qui se superposent sont d'intensité très différentes; on est dans de moins bonnes conditions pour observer les franges.

Dans les deux cas, l'un des rayons a suivi un chemin plus long que l'autre. Un calcul bien connu permet de calculer la différence des chemins optiques ou différence de marche des deux rayons. On arrive au résultat suivant.

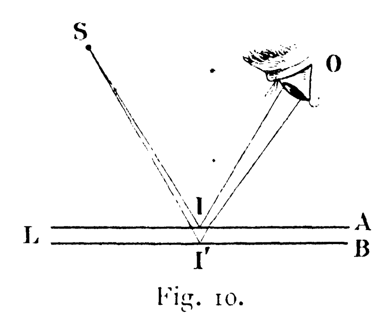


Fig. 10.

Prenons, par exemple, le cas de la lumière réfléchie, auquel se rapporte la figure 10. Soit μ l'indice de la substance qui constitue la lame comprise entre les surfaces A et B; désignons par e l'épaisseur de cette lame au point I' où le rayon se réfléchit, et soit α l'angle sous lequel

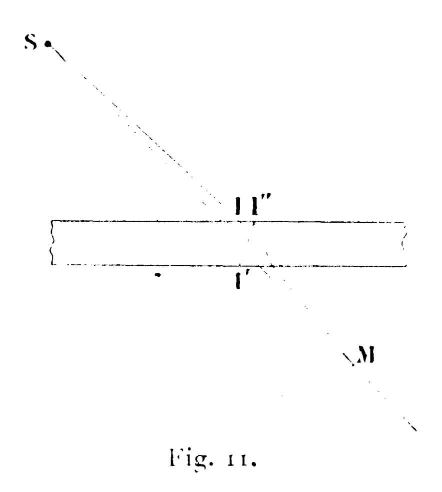


Fig. 11.

ce rayon traverse la lame (angle d'incidence au point I'). La différence de marche entre les deux rayons considérés est

$$(5) \qquad \delta = 2 \mu e \cos \alpha.$$

A cette différence de marche il faut ajouter, s'il y a lieu, celle qui peut résulter des changements de phase dans les réflexions qu'ont subies les rayons.

La formule (5) s'applique également au cas de la transmission (fig. 11). Elle est rigoureusement exacte dans le cas où les surfaces A et B sont exactement des plans parallèles, ce qui donne à l'épaisseur e une valeur absolument constante; nous verrons tout à l'heure que c'est un des cas les plus importants. Dans le cas où l'épaisseur n'est pas la même en tous les points de la lame, la formule 5 n'est qu'approchée, mais avec une exactitude bien suffisante toutes les fois que l'épaisseur est faible et ne varie que lentement d'un point à un autre de la lame.

9. Divers modes d'observation des franges produites par une lame. — L'indice de réfraction μ étant constant, l'expression de la différence de marche δ est fonction de deux variables : l'épaisseur e et l'angle α sous lequel la lame est traversée. Dans le cas tout à fait général, le phénomène peut être très complexe, les deux quantités e et α variant d'un point à l'autre du plan d'observation. Il sera alors nécessaire de prendre comme source de lumière *un point lumineux*, sans quoi le phénomène perdra toute netteté. L'étude détaillée de ces cas complexes ne présente pas grand intérêt.

On obtient des phénomènes simples et faciles à interpréter en disposant les choses de telle manière que l'une des quantités e ou α reste constante, tandis que l'autre varie d'un point à l'autre du champ. Cela conduit à deux modes d'observation, tous deux intéressants et importants pour les applications. On va les examiner successivement.

10. Courbes d'égale épaisseur. — Si l'angle d'incidence α est constant, δ est proportionnel à l'épaisseur; on obtient des franges qui dessinent les courbes d'égale épaisseur de la lame.

Ce procédé d'observation est surtout commode lorsque l'épaisseur de la lame est très faible; on obtient alors les *franges de lame mince.* Pour obtenir la constance de l'angle α, on peut se servir d'un faisceau de lumière parallèle obtenu au moyen d'un collimateur; mais lorsque l'épaisseur est faible, il suffit que la condition de parallélisme du faisceau soit réalisée d'une manière très grossière, surtout si l'incidence de ce faisceau sur la lame est à peu près normale. L'observation devient alors extrêmement facile. Il suffit d'éclairer la lame mince au moyen d'une source de lumière monochromatique dont les rayons tombent à peu près normalement sur la lame et de regarder celle-ci de manière à recevoir les rayons réfléchis; la lame paraît alors sillonnée de lignes alternativement brillantes et sombres, dont chacune est une ligne d'égale épaisseur. D'une ligne brillante à la suivante l'épaisseur croît d'une demi-longueur d'onde.

On peut également observer par transmission; mais dans ce cas les

deux rayons qui interfèrent sont d'intensités très inégales, l'un d'eux ayant été fortement affaibli par deux réflexions. Il en résulte que, lorsque ces deux rayons sont en discordance, ils sont loin de se détruire, et que les minima sont seulement un peu plus faibles que les maxima.

Quant à la lame mince, elle peut être obtenue de bien des manières, que l'on va rapidement énumérer.

On obtient une mince lame d'air en superposant deux surfaces de verre. Si ces surfaces sont planes mais font entre elles un petit angle, on a une lame mince *en forme de coin*, et les franges sont des droites équidistantes et parallèles à l'arête du coin. Si l'une des surfaces est plane et l'autre sphérique convexe, on obtient comme franges des cercles concentriques (anneaux de Newton). Les franges ont des formes complexes et irrégulières si la lame est obtenue par la superposition de deux surfaces de verre non taillé. Dans tous les cas, ces franges dessinent les courbes d'égale épaisseur de la lame mince qui existe entre les deux surfaces de verre adjacentes.

Une lame mince de verre est facilement réalisée par une pellicule de verre soufflé. On peut aussi se servir des lamelles utilisées comme couvre-objet en microscopie; en lumière monochromatique ces lamelles donnent de belles franges, qui dessinent les courbes d'égale épaisseur et permettent de juger de la perfection de leur taille.

Enfin des lames liquides sont facilement obtenues au moyen de l'eau de savon, ou au moyen d'une mince couche d'huile sur l'eau. Ces lames donnent, en lumière blanche, de belles colorations lorsque leurs épaisseurs ne dépassent pas 1 ou 2 microns; lorsqu'elles sont plus épaisses, on obtient encore de belles franges en lumière monochromatique.

Toutes ces observations sont très faciles lorsque la distance qui sépare les deux surfaces réfléchissantes est faible, et cela explique le nom de *franges de lames minces* qui est souvent donné à ces phénomènes d'interférence. Lorsque l'épaisseur devient plus grande, il est nécessaire de respecter plus strictement les conditions de netteté. On disposera alors l'appareil de telle manière que l'on utilise seulement des rayons parallèles entre eux et normaux aux faces de la lame ($\alpha = o$).

L'un ou l'autre des deux dispositifs suivants permettent d'obtenir ce résultat.

1° *Dispositif de Fizeau.* — Les rayons partis de la source S (fig. 12) éclairent, au moyen du petit prisme à réflexion totale P, une petite ouverture placée au foyer de la lentille L; le faisceau parallèle ainsi obtenu tombe sur la lame à examiner A, qui le réfléchit. Après avoir traversé de nouveau la lentille L, le faisceau vient converger en O, où se forme l'image du trou éclairant; l'œil, placé immédiatement derrière le

point O, reçoit toute la lumière réfléchie. L'incidence n'est pas rigoureusement normale (car si elle l'était, l'image se confondrait avec le point éclairant), mais elle l'est presque.

2° Emploi d'une lame à 45° (fig. 13). La lumière partie de la source S se réfléchit à 45° sur la glace G, et tombe sur la lame A qui doit produire les interférences. La lumière réfléchie traverse la lentille L à travers laquelle on examinera les courbes d'égale épaisseur. Une petite ouverture O est placée au foyer de la lentille, et c'est derrière ce trou que l'on place l'œil. De cette manière, on ne laisse pénétrer dans l'œil que des rayons ayant abordé la lame A sous une même direction; on choisira la position de O de telle manière que cette direction soit normale à A. Enfin, on emploiera de la lumière bien monochromatique; celle de la lampe au mercure est particulièrement commode.

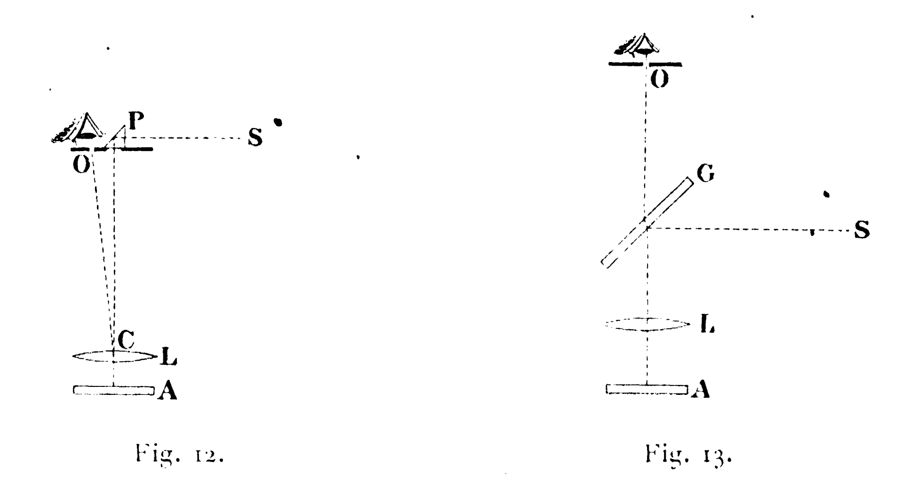


Fig. 12. Fig. 13.

Avec ce dispositif, on peut observer les lignes d'égale épaisseur même lorsque l'épaisseur est considérable. Une lame de verre à peu près quelconque, même avec des épaisseurs supérieures au centimètre, montre ces courbes d'égale épaisseur. Il en est de même pour une lentille, qui donne une série de cercles concentriques, centrés sur le centre optique, très faciles à observer si la lentille est de faible puissance (moins de 1 dioptrie par exemple). On obtient donc ainsi des interférences dont le numéro d'ordre peut devenir considérable.

Toutefois, lorsque l'on se propose d'étudier des franges d'ordre élevé, il est généralement beaucoup plus commode d'employer les courbes d'égale inclinaison, dont on va maintenant s'occuper.

11. Courbes d'égale inclinaison (anneaux à l'infini). — Pour obtenir ces franges, il faut que l'épaisseur de la lame soit rigoureusement constante; les deux surfaces A et B (fig. 11) seront donc des plans exactement

parallèles. L'épaisseur e étant alors constante, la différence de marche ne sera plus fonction que de l'angle d'incidence α; les franges obtenues seront des *courbes d'égale inclinaison*, que l'on observera au moyen d'une lunette visant à l'infini. A chaque point du champ correspond alors une direction déterminée de rayons, et par suite une valeur déterminée de α et de δ. Chaque frange sera le lieu des points tels que l'angle α ait une valeur déterminée; ce lieu est évidemment un cercle ayant comme centre le point du champ qui correspond à la normale aux surfaces terminales de la lame. Les franges sont donc des cercles concentriques.

La condition essentielle pour que ces phénomènes puissent être observés est que la lame soit exactement à faces parallèles; la réalisation est donc plus difficile que dans le cas précédent, où la lame mince pou-

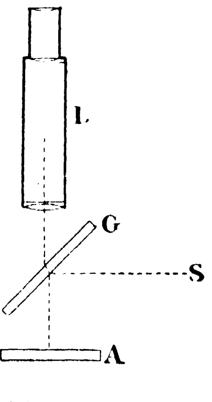


Fig. 14.

vait être de forme à peu près quelconque. Cette lame à faces parallèles peut être constituée par une lame de verre soigneusement taillée. Elle peut être aussi une lame d'air, comprise entre deux surfaces planes que l'on règle au parallélisme parfait (voir plus loin). Pour l'observation par transmission, on placera la lame devant la lunette visant à l'infini, et l'on regardera une source de lumière étendue, telle qu'une flamme monochromatique. Parfois même on peut se contenter d'observer à l'œil nu, en plaçant la lame à faces parallèles directement contre l'œil; on peut faire cette observation en se servant d'une lame de mica obtenue par clivage, et regardant les murs d'une salle éclairée par une lampe Cooper Hewitt. On remarquera que, dans le cas des franges d'égale épaisseur, étudiées plus haut, l'observateur doit porter son attention sur la lame mince; dans le cas actuel, il regarde à l'infini *à travers* la lame, sans que celle-ci soit visible pour lui.

Pour observer les franges par réflexion, on se servira de l'artifice bien connu, représenté par la figure 14, destiné à permettre d'opérer

sous l'incidence normale, sans que la lumière incidente soit arrêtée par la lunette. La lumière partie de la source S vient se réfléchir à 45° sur la lame de verre G et tombe sur la lame à faces parallèles A. La lumière réfléchie traverse la lame G et tombe finalement dans la lunette L visant à l'infini.

Dans les deux cas (transmission ou réflexion) les franges ont la même forme ; ce sont des anneaux concentriques, centrés sur le point du champ qui correspond à la normale à la lame. On reviendra un peu plus loin sur la loi qui régit les rayons des anneaux successifs.

12. Autres cas de courbes d'égale inclinaison (franges à l'infini) ; appareil de Michelson. — Les anneaux donnés par une lame à faces

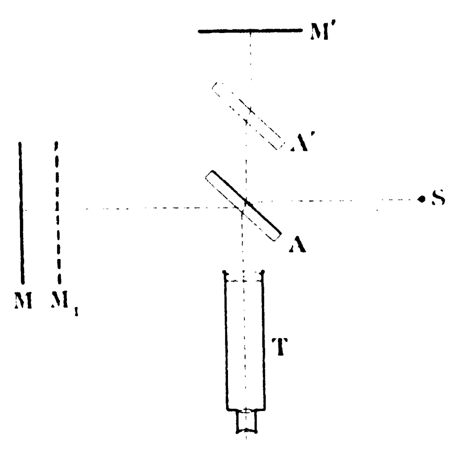


Fig. 15.

parallèles ont été observés pour la première fois par Haidinger. Ils constituent le cas le plus simple de franges à l'infini, ou courbes d'égale inclinaison, dont on connaît de nombreux exemples. Les miroirs de Jamin, dont quelques applications intéressantes ont été faites entre 1860 et 1890, constituent l'un des nombreux appareils destinés à donner de telles franges. Les phénomènes produits par les lames cristallines et connus sous le nom de phénomènes *en lumière convergente* (par opposition aux franges de lames minces, où l'incidence doit être à peu près constante) sont aussi des phénomènes à l'infini dus aux variations d'inclinaison.

Parmi les nombreux appareils donnant des franges à l'infini, nous décrirons seulement celui de Michelson, qui réalise ces franges d'une manière extrêmement ingénieuse, et qui a donné lieu à de très importantes applications [**61**]. Le schéma de cet appareil est représenté par la figure 15. L'appareil est disposé de telle manière que les deux rayons

qui interfèrent soient complètement séparés sur la plus grande partie de leur trajet, pour que l'on puisse agir séparément sur l'un ou sur l'autre. Les rayons partis de la source de lumière S se séparent en deux faisceaux en tombant sur la surface A, légèrement argentée, d'une lame de verre. Au point d'incidence une partie de la lumière est transmise, traverse la lame A, vient se réfléchir normalement sur le miroir M, se réfléchit de nouveau sur A et tombe finalement dans la lunette T visant à l'infini. L'autre partie du rayon est réfléchie sur A, traverse la lame A′ de même épaisseur que A, se réfléchit normalement sur le miroir M′, traverse encore une fois la lame A′ puis la lame A et tombe finalement dans la lunette.

Soit M_1 le symétrique de M′ par rapport à la surface A. L'appareil est réglé de telle manière que les plans M et M_1 soient exactement parallèles. Le phénomène d'interférence observé est identique à celui que donnerait une lame d'air à faces parallèles dont les surfaces réfléchissantes seraient M et M_1. En déplaçant d'un mouvement parallèle soit le plan M soit le plan M′ on peut faire varier l'épaisseur de cette lame fictive, et par suite faire varier le numéro d'ordre des franges obtenues.

Lorsque les deux plans M et M_1 deviennent très voisins, le phénomène que l'on observe devient un phénomène de lame mince. On peut alors observer le système de franges localisées dans la lame mince $M M_1$, en laissant un petit angle subsister entre ces deux plans. Lorsque la différence de marche devient excessivement faible, on peut même observer les franges en lumière blanche, et la frange centrale donne les points où leurs surfaces M et M_1 se coupent.

13. Franges en lumière blanche. — On a vu que de la lumière parfaitement monochromatique permet d'obtenir des franges d'ordre extrêmement élevé. La lumière blanche réalise le cas exactement inverse; elle correspond au mélange de toutes les radiations possibles; elle ne permet par suite d'observer les interférences que dans le cas où la différence de marche entre les deux faisceaux interférents est extrêmement petite.

Soit un phénomène d'interférence où n'intervienne aucun changement de phase par réflexion. Au point où la différence de marche est nulle, il y a maximum de lumière pour toutes les radiations qui composent la lumière blanche; de part et d'autre, on a une série de colorations, symétriquement distribuées. On a donc un système de franges colorées, de part et d'autre d'une frange centrale blanche. Celle-ci est facile à reconnaître, et donne les points pour lesquels $\delta = 0$. L'emploi de cette frange blanche sera souvent utile pour constater que deux chemins optiques sont rigoureusement égaux.

Si l'un des deux faisceaux qui interfèrent a subi par réflexion un changement de phase de 1/2 période, les phénomènes deviennent complémentaires des précédents, et il y a symétrie des colorations par rapport à une frange centrale noire, qui donne encore les points pour lesquels les longueurs optiques des deux chemins sont égales.

Dans tous les cas, les colorations s'atténuent rapidement quand δ augmente, et disparaissent complètement lorsque cette quantité atteint quelques microns. C'est pour cette raison que les lames, examinées par réflexion ou par transmission, ne donnent de colorations que si leur épaisseur est excessivement faible.

14. Interférences à ondes multiples. — Dans les phénomènes étudiés jusqu'ici on avait à considérer seulement deux rayons dont la superposition donnait le phénomène d'interférence. On va étudier des cas où il y en a un plus grand nombre (théoriquement une infinité), dont les

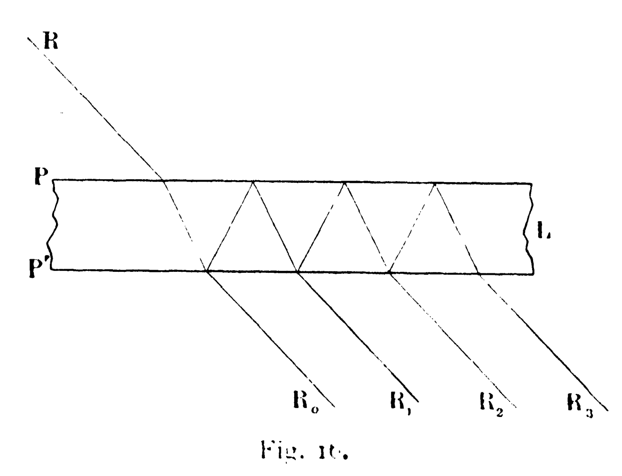


Fig. 16.

différences de marche avec le premier d'entre eux forment une progression arithmétique [**28; 62**].

Reprenons une lame transparente (fig. 16), limitée par deux surfaces P P', et examinons-la par transmission. Le rayon incident R' donnera une infinité de rayons transmis, R_0 R_1 R_2 R_3, etc., ayant subi respectivement 0,2,4,6,... $2n$ réflexions. Si l'on désigne par δ la différence de marche que présentent entre eux les rayons R_0 et R_1, les différences de marche des rayons successifs par rapport à R_0 seront : $0, \delta, 2\delta, 3\delta, \ldots, n\delta$. En appelant e l'épaisseur de la lame et α l'angle sous lequel les rayons la traversent on a, en supposant l'indice de la lame égal à l'unité

$$\delta = 2\, e \cos \alpha.$$

Dans le cas, examiné plus haut, où les surfaces P P' sont de simples

surfaces transparentes, les intensités de ces rayons vont très rapidement en décroissant, à cause du faible pouvoir réflecteur de ces surfaces (environ 1/20 pour la surface de séparation du verre et de l'air); déjà le rayon R_3 est d'intensité négligeable, et deux rayons seulement sont à considérer.

Il en est tout autrement si les surfaces P et P′ sont légèrement argentées, ce qui permet de leur communiquer un pouvoir réflecteur élevé, tout en leur laissant une transparence assez grande pour qu'une quantité notable de lumière puisse traverser le système. Les intensités des rayons successifs décroissent suivant une progression arithmétique dont la raison n'est pas très inférieure à l'unité. Cette superposition d'un grand nombre de rayons change complètement l'aspect du phénomène.

Soit f le pouvoir réflecteur de chacune des surfaces qui limitent la lame, et θ la fraction de la lumière incidente qu'elle laisse passer. En prenant comme unité l'intensité du faisceau incident, la lumière qui sort après avoir subi $2p$ réflexions aura pour intensité $\theta^2 f^{2p}$; l'amplitude du déplacement vibratoire, qui s'exprime par la racine carrée de l'intensité, sera donc θf^p. On aura donc, à la sortie, une infinité d'ondes, dont les amplitudes sont respectivement

$$\theta,\ \theta f,\ \theta f^2,\ \ldots\ldots\ \theta f^p,\ \ldots\ldots$$

et qui présentent avec l'onde directement transmise des différences de marche

$$0,\ \delta,\ 2\,\delta,\ \ldots\ldots\ p\,\delta\ \ldots\ldots$$

On obtiendra l'intensité résultante en composant ensemble toutes ces vibrations par la règle de Fresnel. On arrive à l'expression suivante :

$$(6)\qquad I = \frac{2\,\theta^2}{1-f^2}\left(\frac{1}{2} + f\cos 2\pi\frac{\delta}{\lambda} + f^2\cos 4\pi\frac{\delta}{\lambda} + \ldots\ldots + f^p\cos 2p\pi\frac{\delta}{\lambda} + \ldots\ldots\right).$$

Nous avons ainsi l'expression de l'intensité lumineuse en fonction de δ sous forme d'un développement en série. On peut l'avoir sous forme finie en faisant la somme des termes de la série, ce qui est facile en exprimant les cosinus au moyen des exponentielles imaginaires. On arrive ainsi à la formule suivante donnée par Airy

$$(7)\qquad I = \frac{\theta^2}{(1-f)^2}\;\frac{1}{1+\dfrac{4f}{(1-f)^2}\sin^2\pi\dfrac{\delta}{\lambda}}.$$

Inversement, il est facile de passer de la formule (7) à la série (6) qui en est le développement par la série de Fourier.

En posant

$$I_0 = \frac{a^2}{(1-f)^2}, \qquad A = \frac{4f}{(1-f)^2}.$$

l'équation (7) devient

$$(8) \qquad I = \frac{I_0}{1 + A \sin^2 \pi \frac{\delta}{\lambda}}$$

I_0 n'est autre chose que la valeur maxima de l'intensité ; A est une constante qui dépend uniquement du pouvoir réflecteur. Lorsque ce pouvoir réflecteur f se rapproche de l'unité, la constante A devient excessivement grande ; par exemple pour $f = 0,8$ on a $A = 80$. Les minima, qui ont pour intensité $\frac{I_0}{1+A}$ sont alors presque complètement noirs. De plus, dès que l'on s'écarte un peu du maximum, le dénominateur de l'expression (8) devient grand, et l'intensité tombe presque à zéro ; les franges ont donc

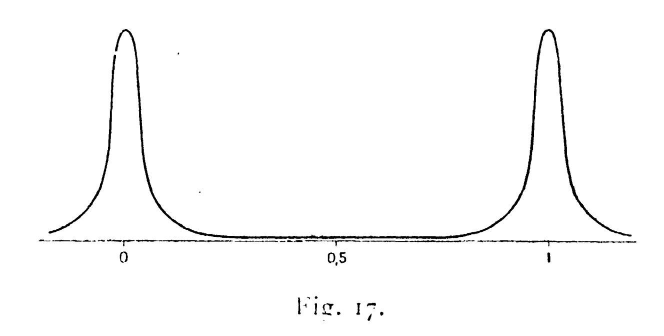


Fig. 17.

l'aspect de lignes brillantes très fines, se détachant sur un fond presque complètement sombre. Cet aspect est mis en évidence par la courbe de la figure 17, obtenue en prenant comme abscisses les valeurs de $\frac{\delta}{\lambda}$ et comme ordonnées les valeurs de l'intensité, dans le cas où $f = 0,8$ et par suite $A = 80$. On voit qu'à partir du maximum la courbe descend excessivement vite, et qu'elle diffère complètement d'une sinusoïde, courbe que l'on obtiendrait dans le cas de franges produites par la superposition de deux ondes seulement. La décroissance à partir du maximum est d'autant plus rapide que la constante A est plus grande ; aussi cette quantité, qui croît rapidement avec le pouvoir réflecteur, peut-elle être appelée le *coefficient de finesse* des franges.

Les raisons de cet aspect particulier sont d'ailleurs évidentes ; ce sont les mêmes qui donnent leur aspect de lignes fines aux images données par les réseaux, phénomène dans lequel on a aussi un grand nombre d'ondes dont les différences de marche sont en progression

arithmétique. Lorsque $\frac{\delta}{\lambda}$ est un nombre entier, tous les mouvements sont concordants et l'on a un maximum ; mais pour peu que cette quantité diffère d'un nombre entier, parmi toutes ces ondes il s'en trouve qui discordent avec la première et affaiblissent considérablement l'intensité résultante.

15. Production des interférences à ondes multiples. — On observe les phénomènes dont on vient de faire la théorie toutes les fois que l'on produit des interférences au moyen d'une lame limitée par deux surfaces ayant un pouvoir réflecteur élevé.

J'ai signalé pour la première fois leur aspect particulier [**20**] dans les franges produites au voisinage de la réflexion totale, connues sous le nom de franges de Herschel. On peut, par exemple, se servir de

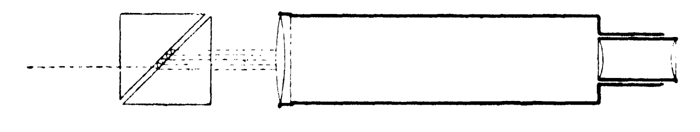


Fig. 18.

deux prismes rectangles isoscèles, dont les faces hypoténuses sont amenées au parallélisme en laissant entre elles une certaine épaisseur d'air (fig. 18). En examinant à travers ce système une source de lumière monochromatique au moyen d'une lunette visant à l'infini, on voit la limite de réflexion totale bordée de franges qui ont l'aspect de lignes brillantes très fines tracées sur un fond sombre. Ces franges sont dues à l'interférence des divers rayons émergents, dans des conditions où le pouvoir réflecteur atteint une valeur élevée. On peut aussi observer par réflexion, et l'on obtient le phénomène exactement complémentaire, consistant en lignes noires très fines tracées sur un fond uniformément brillant.

La nécessité d'opérer au voisinage de la réflexion totale limite beaucoup l'emploi de ces franges. On obtient des phénomènes de même nature en se servant non plus d'une lame d'air entourée de verre, mais au contraire d'une lame de verre plongée dans l'air, et observant au voisinage de l'incidence rasante. C'est là le principe des lames de Lummer et Gehrcke, que nous retrouverons à propos des applications spectroscopiques (voir § 61).

La méthode la plus simple et la plus utile pour obtenir des interférences à ondes multiples consiste à donner aux surfaces un pouvoir réflecteur élevé en les recouvrant d'une très mince couche d'argent,

assez mince pour être traversée par une proportion appréciable de la lumière incidente, tout en ayant un bon pouvoir réflecteur. Nous allons étudier en détail ces franges, qui ont conduit à de nombreuses applications.

16. Franges de lames argentées. — L'appareil producteur sera donc une lame transparente dont les deux faces seront couvertes d'une mince couche d'argent. On examinera cette lame par transmission, sous l'incidence normale ou sous des incidences voisines de la normale. La lame peut être soit une lame de verre, dont les deux faces seront argentées, soit une lame d'air comprise entre deux surfaces de verre argenté. Ce dernier cas est le plus souvent employé, parce que la lame d'air est susceptible d'un réglage par déplacement des surfaces, et que l'indice du verre n'intervient pas dans le phénomène.

A part les particularités décrites plus haut (finesse des franges), les lames argentées jouissent de toutes les propriétés des lames habituelles. Les franges peuvent être observées des deux manières précédemment décrites (§ 10 et 11), donnant soit les courbes d'égale épaisseur, soit les courbes d'égale inclinaison. Examinons successivement ces deux cas.

1° *Courbes d'égale épaisseur*. — Ce mode d'observation est surtout commode pour des lames de faible épaisseur. On se servira d'un faisceau de lumière monochromatique, à peu près parallèle, traversant normalement la lame. On observera les franges au moyen d'un viseur ou d'une loupe donnant l'image nette de la lame elle-même. Chaque frange, ayant l'aspect d'une fine ligne brillante, représente une courbe d'égale épaisseur de la lame.

Ce sont des franges de cette espèce qui ont été fréquemment employées par Fabry et Perot dans le dispositif qu'ils ont désigné sous le nom de *lame étalon* [**28**; **62**]. Cet appareil est constitué par deux lames planes de verre, ayant chacune 20 centimètres de longueur sur 3 centimètres de largeur et 15 millimètres d'épaisseur; chacune d'elles est argentée sur l'une de ses faces; elles sont appliquées l'une contre l'autre, les faces argentées en regard, et maintenues à une petite distance l'une de l'autre par interposition, aux extrémités de leurs grands côtés, de cales d'épaisseurs légèrement différentes. Sur l'une des argentures a été tracée, dans le sens de la longueur, une division en millimètres, croisée par un trait longitudinal. Les lames, ainsi disposées, sont alors fixées par un masticage sur leurs bords. La lame d'air comprise entre les deux argentures a ainsi la forme d'un prisme très aigu (ou *coin*) dont l'arête est parallèle aux petits côtés de la lame. Les franges obtenues en lumière monochromatique sont des droites parallèles entre elles et à peu près équidistantes. On peut repérer ces franges sur la division en millimètres; si

l'on a déterminé le numéro d'ordre de l'une d'elles (et l'on verra bientôt que cette détermination est facile) on connaîtra le numéro d'ordre de toutes les autres, et par interpolation on connaîtra l'ordre d'interférence en tout point de la graduation. On verra plus loin (§ 32) comment, jouant le rôle de *compensateur*, un pareil système permet de déterminer rapidement l'ordre d'interférence d'un phénomène quelconque, pourvu qu'il soit compris entre les ordres d'interférence correspondant aux deux extrémités de la lame. On peut, par exemple, disposer les choses de telle manière que, dans la lame, on ait environ une frange par millimètre, ce qui correspond à environ 200 franges sur toute sa longueur. La différence des épaisseurs entre les extrémités devra être d'environ 50 microns. Les petites cales qui maintiennent les lames à leurs extrémités peuvent être soit de petits morceaux de fils métalliques, soit des épaisseurs légèrement inégales de papier d'étain.

Quant aux conditions d'observation elles exigent, théoriquement, que la lumière incidente soit un faisceau parallèle, pour que l'incidence soit constante; mais lorsque l'épaisseur est faible, il suffit que cette condition soit assez grossièrement approchée. Par exemple, lorsque l'ordre d'interférence est seulement de 200, sa variation n'est que de 0,03 lorsque l'angle d'incidence passe de 0° à 1°; une aussi petite variation ne trouble en rien la netteté des franges. Il n'en serait plus de même si le numéro d'ordre devenait beaucoup plus élevé; il serait alors nécessaire d'employer le faisceau parallèle provenant d'un collimateur.

2° *Courbes d'égale inclinaison* (anneaux à l'infini). — Les deux surfaces argentées qui limitent la lame devront alors être exactement planes et parallèles; l'épaisseur e a une valeur unique et parfaitement déterminée, et la différence de marche $\delta = 2\,e \cos \alpha$ n'est plus fonction que de l'angle d'incidence. Les franges seront observées au moyen d'une lunette visant à l'infini, de manière qu'à chaque point du champ corresponde une valeur définie de l'angle α. Si la source de lumière n'est pas très étendue, il est utile de faire légèrement converger la lumière au moyen d'une lentille qui projette une image agrandie de la source sur la surface de la lame, de manière à l'éclairer tout entière et à avoir dans la lunette un champ éclairé assez étendu. Le dispositif est alors celui de la figure 19.

Chaque frange est le lieu des points du champ pour lesquels l'angle α a une valeur déterminée; les franges sont donc des cercles concentriques dont le centre est au point du champ qui correspond à la normale à la lame. Si l'on fait tourner celle-ci, tout le système d'anneaux se déplace dans le champ; aussi est-il commode de placer l'appareil interférentiel sur un support qui permette de l'orienter, pour amener les anneaux à être centrés dans le champ de la lunette.

Il est facile de trouver la loi qui régit les diamètres angulaires des anneaux successifs. Soit e l'épaisseur de la lame, et λ la longueur d'onde de la lumière monochromatique employée. Dans la direction normale (c'est-à-dire au centre des anneaux) l'ordre d'interférence est

$$p_0 = \frac{2\,e}{\lambda}.$$

Dans une direction faisant un angle α avec la normale l'ordre d'interférence devient $p = p_0 \cos \alpha$. Dans le champ de la lunette l'angle α reste petit et l'on peut écrire

$$(9) \qquad p = p_0 - p_0 \frac{\alpha^2}{2}.$$

S

Fig. 19.

A partir du centre l'ordre d'interférence va en diminuant. Supposons, par exemple, que p_0 soit un nombre entier. On trouvera successivement, à partir du centre, les anneaux d'ordre

$$p_0 - 1, \qquad p_0 - 2, \qquad p_0 - 3, \quad \text{etc.}$$

L'anneau d'ordre $p_0 - q$, c'est-à-dire le q^{me} anneau à partir du centre, aura pour rayon angulaire

$$(10) \qquad \alpha_q = \sqrt{\frac{2}{p_0}}\sqrt{q}.$$

On voit donc que les rayons des anneaux successifs croissent comme les racines carrées des entiers successifs. A mesure que l'on s'éloigne du centre les anneaux se serrent de plus en plus. La loi des rayons est la même que pour les anneaux de Newton, mais dans ce dernier cas les numéros d'ordre vont en croissant à partir du centre tandis que dans le cas actuel ils vont en décroissant.

La formule (10) montre que, plus l'épaisseur est grande (ou, ce qui revient au même, plus p_0 est grand) plus les anneaux sont serrés. Prenons par exemple comme source de lumière la radiation verte du mercure ($\lambda = 0\,\mu{,}5460$) et supposons d'abord que l'ordre d'interférence au centre soit exactement de 4 000, ce qui correspond à une épaisseur d'environ $1^{mm},09$. Le premier anneau (portant le numéro 3 999) aura pour rayon angulaire $1^\circ\ 17'$. Prenons maintenant une épaisseur 50 fois plus grande (environ $54^{mm},6$) donnant au centre l'ordre d'interférence

200 000; le premier anneau n'aura plus que 11′ de rayon; les anneaux seront donc beaucoup plus serrés que dans le premier cas.

Une conséquence pratique de ces lois est qu'il faut, pour observer les anneaux, employer une lunette à grossissement d'autant plus fort que l'épaisseur de l'appareil interférentiel est plus grande. Pour de faibles épaisseurs les anneaux sont très larges, et il faut employer une lunette ayant un grand champ et un très faible grossissement. Pour de grandes épaisseurs, on est amené à employer une lunette grossissant une vingtaine de fois ou même davantage.

Si l'on écarte très lentement l'une de l'autre les deux surfaces argentées on verra les diamètres de tous les anneaux croître progressivement. Partons de l'épaisseur pour laquelle on a exactement $p_0 = 4000$, et augmentons très lentement l'épaisseur. Le 4000me anneau, qui n'existait que sous forme de point central, va apparaître et grandir, puis apparaîtra le 4001me, puis le 4002me, et ainsi de suite. Inversement, si l'épaisseur diminue, tous les anneaux se contractent et viennent, l'un après l'autre, mourir au centre.

Pour une position quelconque, la quantité p_0, ordre d'interférence au centre, n'est pas un nombre entier et l'on peut écrire $p_0 = P + \varepsilon$, P étant un nombre entier et ε une fraction comprise entre 0 et 1. Le nombre entier P est le numéro d'ordre du premier anneau à partir du centre; on pourrait, théoriquement, le déterminer en rapprochant progressivement les deux surfaces qui limitent la lame et comptant les franges qui viennent s'évanouir au centre jusqu'à ce que les surfaces arrivent au contact. On verra plus loin des moyens plus pratiques pour déterminer ce nombre qui, étant un nombre entier, peut être déterminé sans aucune erreur. Quant à la partie fractionnaire sa détermination est très facile. Il suffit de mesurer le diamètre angulaire du premier anneau. Soit α la moitié de ce diamètre, ou rayon angulaire de l'anneau. On a alors

$$P = (P + \varepsilon) \cos \alpha.$$

D'où l'on tire, en tenant compte de ce que α est petit :

$$\varepsilon = P \frac{\alpha^2}{2}.$$

La mesure du diamètre angulaire peut être faite au moyen d'une lunette à oculaire micrométrique étalonnée angulairement; on peut aussi mettre dans la lunette un simple fil fixe servant de repère et faire tourner l'appareil interférentiel d'angles mesurés, de manière à amener successivement les deux bords de l'anneau sur le fil de repère.

Ces procédés pour mesurer l'ordre d'interférence sont d'une extrême précision. Lorsque les argentures sont de bonne qualité et la lumière

bien monochromatique, il n'y a pas la moindre difficulté à mesurer ε avec une incertitude moindre que 0,01. Avec du soin, dans de bonnes conditions, on peut atteindre la précision de 0,001. Un déplacement de l'une des surfaces moindre que 1/3000 de micron est ainsi rendu visible.

17. Les divers appareils pour la production des anneaux à l'infini. — L'appareil interférentiel se compose simplement de deux surfaces légèrement argentées, planes et exactement parallèles.

Le parallélisme doit être réalisé avec une extrême précision, car il faut que la différence de marche $2e$ ne varie, d'un point à l'autre de la lame, que d'une petite fraction de longueur d'onde. Supposons, par exemple, que les deux surfaces soient planes mais fassent entre elles un

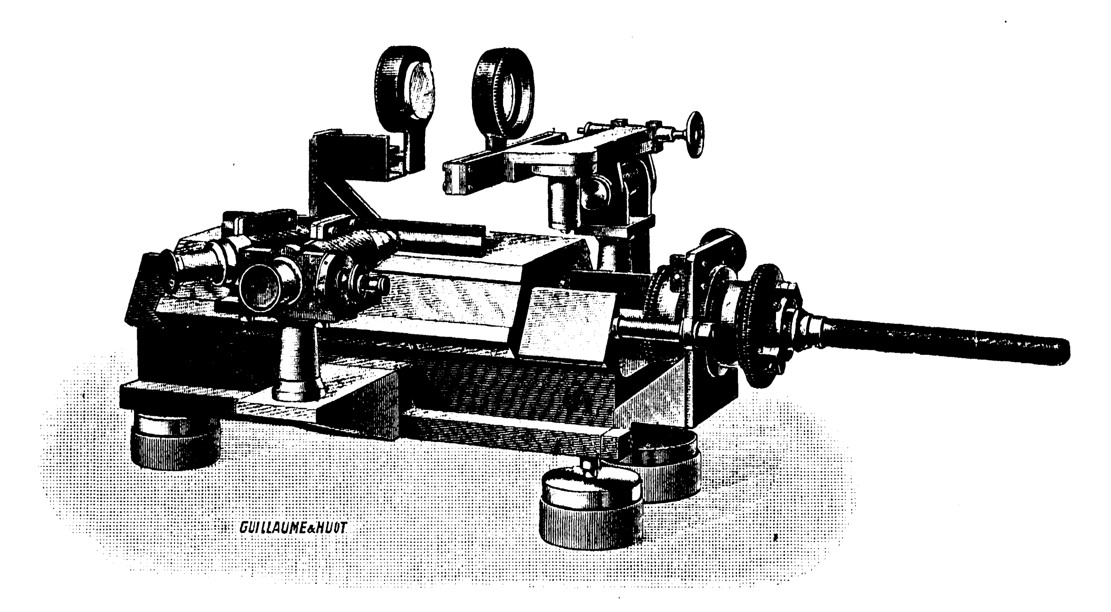


Fig. 20.

angle de 1''; en deux points de la lame distants de 1 centimètre l'ordre d'interférence diffère de 0,2 ce qui est une variation trop grande. C'est à quelques dixièmes de seconde près que le parallélisme doit être réalisé.

Selon le but que l'on se propose on peut employer des appareils dans lesquels la distance des deux surfaces est variable à volonté, ou au contraire des appareils à distance fixe. Etudions successivement ces deux catégories d'instruments.

1° *Appareil à distance variable; interféromètre* [**128**; **129**]. — Les deux surfaces argentées peuvent être placées à telle distance que l'on veut, depuis le contact jusqu'à un décimètre et davantage. L'une de ces

surfaces est portée par un patin mobile qui glisse sur une glissière parfaitement travaillée; on peut lui donner, à volonté, des mouvements rapides ou lents. Tous les organes de réglage sont prévus pour que l'on puisse amener les surfaces au parallélisme parfait. La figure 20 donne une vue d'ensemble de cet appareil.

L'emploi d'un tel appareil présente quelques difficultés tenant aux trépidations qu'il faut éviter. Toutes les fois qu'il n'est pas nécessaire de faire varier l'épaisseur, il vaut mieux se servir d'une lame à épaisseur fixe, dont la construction est beaucoup plus simple et dont la stabilité est remarquable.

2° *Lame d'épaisseur fixe (interféromètre à distance fixe, ou étalon interférentiel).* — Les deux surfaces argentées sont maintenues à une distance fixe en les pressant contre trois *cales* d'égale épaisseur intercalées entre elles. Comme l'égalité d'épaisseur ne peut être réalisée

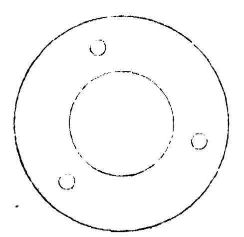


Fig. 21.

avec l'exactitude voulue (au centième de micron près), il est nécessaire d'avoir un moyen qui permette d'achever le réglage. Pour cela, les surfaces sont appliquées contre les cales par des ressorts que l'on peut bander plus ou moins; on produit ainsi un très léger écrasement des cales au point de contact, et l'on dispose d'un moyen de réglage à la fois très stable et très délicat.

La disposition des cales peut varier selon l'épaisseur que l'on veut obtenir.

Pour les épaisseurs supérieures à 2 millimètres, la disposition suivante, réalisée par M. Jobin, est très commode [**90**]. Les trois cales sont en métal invar; elles ont la forme de petites tiges arrondies à leurs extrémités afin que les surfaces de verre s'appliquent bien contre elles; ces cales sont fixées à une couronne d'invar, représentée à part dans la figure 21. Les glaces argentées sont appliquées contre ces cales au moyen de ressorts dont on peut régler la pression en les tendant plus ou moins au moyen de vis. La figure 22 représente l'ensemble de l'appareil. Avec de légères variantes, mais en conservant les mêmes principes, ce dispo-

sitif a été appliqué à des épaisseurs très diverses, allant de 2 millimètres jusqu'à 1 mètre [**62**].

Dans les modèles construits par Hilger les trois cales et la monture qui les réunit sont constituées par une seule pièce de quartz fondu, substance dont la dilatation est également très faible.

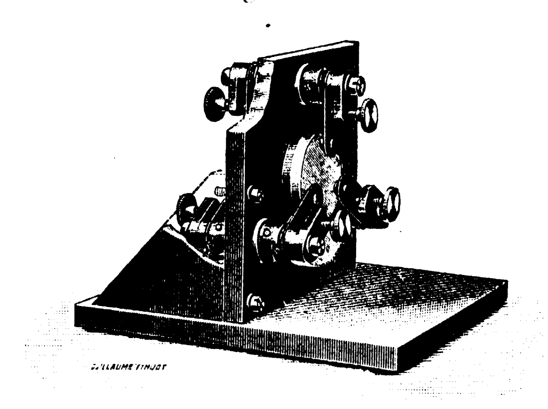


Fig. 22.

Dans bien des cas, on peut constituer les étalons interférentiels au moyen de pièces de peu de valeur, existant dans le commerce [**30**]. Les billes d'acier employées pour les roulements de bicyclettes, que l'on trouve à un prix infime et avec une série très variée de diamètres, sont

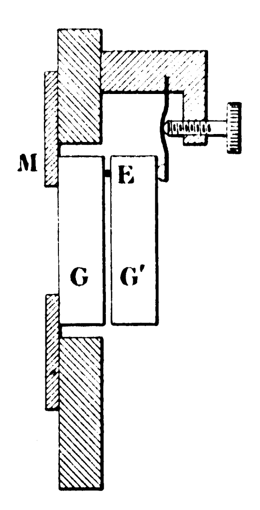


Fig. 23.

taillées avec une remarquable précision. Si l'on prend au hasard trois de ces billes dans un même lot, il n'est pas rare que leurs diamètres soient identiques à moins de 1 micron près, et puissent servir de cales pour un étalon. Il est commode de les monter sur une mince plaque

de laiton, de manière qu'elles débordent des deux côtés, formant un ensemble analogue à celui de la figure 21. Pour appliquer les glaces argentées, on se servira d'une monture représentée en coupe sur la figure 23. La glace G est appliquée contre la plaque métallique M, percée en son centre pour laisser passer la lumière. L'une des billes est visible en E. L'autre glace G' est appliquée au moyen de trois ressorts dont l'un est visible sur la figure avec sa vis de réglage.

Pour les épaisseurs très faibles (1 millimètre et au-dessous) on se servira du même dispositif (fig. 23), en interposant entre les deux glaces trois cales séparées; une fois la mise en place achevée, la pression des ressorts maintient l'ensemble d'une manière invariable. Les cales peuvent être trois petits morceaux d'invar convenablement taillés, ou encore trois petits morceaux de fil métallique coupés dans le même fil et posés à plat sur les surfaces argentées.

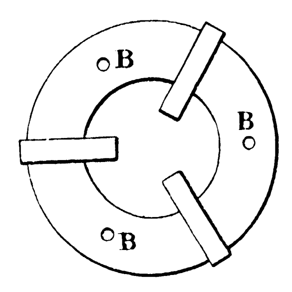


Fig. 24.

Pour les grandes épaisseurs, lorsque les dilatations ne sont pas gênantes, on peut avec avantage employer les calibres Johansson. On sait que ces calibres, d'une si remarquable précision, sont des parallélépipèdes d'acier dont deux faces opposées sont exactement planes et parallèles donnant une épaisseur parfaitement déterminée et ayant une valeur connue avec une précision meilleure que 1 micron. On peut superposer plusieurs de ces calibres, de manière à faire telle épaisseur totale que l'on désire. Pour obtenir un étalon interférentiel, on prend trois calibres de même épaisseur, que l'on dispose comme l'indique la figure 24, dont le plan est perpendiculaire à l'épaisseur des calibres. En les pressant entre deux couronnes de laiton assujetties par trois boulons B, on fait de l'ensemble des trois calibres un bloc rigide. Les glaces argentées seront appliquées sur les deux faces de cet ensemble, en interposant de chaque côté trois petites cales, par exemple trois petits morceaux de fil, afin que le contact n'ait lieu qu'en un point; il ne serait pas possible d'avoir un contact défini entre la surface plane du verre et celle de l'acier. On achève le réglage, comme dans les cas pré-

cédents, en modifiant la tension des ressorts qui appliquent les glaces. On peut même, sans inconvénient, faire des empilements compliqués de cales métalliques de natures diverses. Un étalon interférentiel de 65 millimètres d'épaisseur a pu être obtenu en superposant à un jeu de trois calibres Johansson de 25 millimètres une couronne d'invar de 25 millimètres et une de 15 millimètres. Malgré la complication apparente de cet échafaudage le réglage est parfaitement stable [**110**].

Quel que soit le mode de construction employé, le réglage des étalons interférentiels est d'une stabilité remarquable. L'appareil peut être déplacé sans précaution, placé dans toutes les positions, sans qu'il en résulte aucun changement appréciable. On ne peut, il est vrai, faire varier à volonté l'épaisseur de quantités considérables; on peut cependant, en serrant plus ou moins les vis de réglage, modifier l'épaisseur d'environ 1 ou 2 microns, ce qui correspond à un déplacement pouvant aller jusqu'à une dizaine de franges.

Les seules variations spontanées sont celles qui tiennent aux dilatations des cales et aux variations de l'indice de réfraction de l'air. Ces dernières sont dues aux variations de température et aux variations de pression. Si la température s'élève, la dilatation des cales augmente l'épaisseur; l'indice de l'air diminue, ce qui diminue l'épaisseur optique; les deux effets sont donc de sens inverses. Lorsque les cales sont en acier, l'effet dû à la dilatation est fortement prépondérant; avec une épaisseur de 1 centimètre, en lumière verte du mercure, une élévation de 2°,5 fait passer un anneau complet. Lorsque les cales sont en invar, alliage dont la dilatation est environ 10 fois plus faible que celle de l'acier, il y a à peu près compensation entre les deux effets de la variation de la température (dilatation du métal et variation d'indice de l'air); les anneaux ne se modifient plus que sous l'influence de la pression, et l'effet est fort petit, car sur une épaisseur de 1 centimètre, une variation de pression de 20 millimètres ne produit qu'un déplacement de 1/3 de frange.

Dans la construction des étalons interférentiels, il faut que les glaces argentées aient leurs faces exactement planes, mais il vaut mieux que les deux faces de chaque glace fassent entre elles un petit angle, de 1′ par exemple. Si les faces étaient au parallélisme exact, chaque glace, prise séparément, donnerait un système d'anneaux, qui compliquerait le phénomène et le rendrait indistinct.

3° *Lame de verre avec ses deux faces argentées.* — Une simple lame de verre à faces bien planes et parallèles, argentée sur ses deux faces, donne les anneaux à l'infini dont on s'occupe ici. Une fois construit, l'appareil n'exige aucun réglage. Toutefois, l'indice de réfraction du verre intervient, ce qui est un grave obstacle pour certaines applications;

en désignant par μ l'indice du verre, l'ordre d'interférence au centre est, en effet

$$p_0 = 2\mu\frac{e}{\lambda}.$$

Malgré cela, l'appareil ainsi constitué peut être utile dans certains cas.

18. Méthodes de réglage. — Le réglage de l'appareil interférentiel est parfait lorsque les deux surfaces argentées sont exactement parallèles ou, ce qui revient au même, lorsque l'épaisseur est parfaitement la même en tous les points. L'observation des anneaux à l'infini donne un procédé de réglage très délicat. Il suffit de constater que les anneaux ne subissent aucune modification de diamètre lorsque l'on utilise successivement les diverses parties de la surface de la lame ; cette observation est particulièrement facile si l'on observe à l'œil nu. Si l'on constate une variation dans le diamètre des anneaux, il faut en conclure que l'épaisseur de la lame n'est pas uniforme, et que la lame est plus épaisse là où les anneaux s'élargissent ; on agira en conséquence sur les vis de réglage.

On peut aussi disposer l'expérience de telle manière que l'observateur ait sous les yeux les lignes d'égale épaisseur de la lame [**30**]. Il faut pour cela employer un faisceau éclairant monochromatique formé de rayons parallèles entre eux, obtenu au moyen d'un collimateur muni d'une fente convenablement limitée en largeur et en hauteur. Ce faisceau tombe à peu près normalement sur la lame ; l'observateur examine la surface de cette lame au moyen d'une lentille d'une vingtaine de centimètres de distance focale, en plaçant son œil au foyer de cette lentille, où viennent converger les rayons issus du collimateur. Si l'épaisseur de la lame n'est pas uniforme, on voit sur cette surface les franges qui dessinent les lignes d'égale épaisseur ; ces lignes se déplacent en conservant la même disposition lorsque l'on fait varier légèrement l'incidence. On agira sur les vis de réglage de telle manière que le système de franges soit remplacé par une teinte uniforme, qui se modifie en restant uniforme lorsque l'incidence varie.

Enfin, sans utiliser de phénomènes d'interférence (ce qui deviendrait impossible pour les très grandes épaisseurs), on peut avoir un réglage très précis en utilisant les réflexions multiples subies par un faisceau de lumière parallèle qui traverse le système. Au foyer d'une lentille de grande distance focale (1 mètre par exemple), on place un écran percé d'un très petit trou ($0^{mm},1$ par exemple), que l'on peut obtenir en perçant avec la pointe d'une aiguille fine une feuille de papier d'étain. Le trou est vivement éclairé en projetant sur lui l'image du cratère d'une lampe à arc. Sur le faisceau sortant de ce collimateur on interpose l'appareil à régler, orienté de telle manière que la lumière

le traverse normalement; on reçoit le faisceau émergent dans une bonne lunette visant à l'infini, dans laquelle on voit une image du trou éclairé. Si les deux surfaces argentées font un petit angle, on voit une série d'images du trou, correspondant aux rayons qui se sont réfléchis un certain nombre de fois sur ces deux surfaces. Si ces surfaces font entre elles un angle ω, l'image correspondant aux rayons qui ont subi $2n$ réflexions est à la distance angulaire $2n\,\omega$ de l'image directe. Le défaut de parallélisme des surfaces se traduit donc par l'adjonction, à l'image principale, d'une série d'images, en ligne droite et équidistantes, de plus en plus faibles. La direction suivant laquelle se disposent ces images renseigne immédiatement sur le déplacement qu'il faut donner à l'une des surfaces pour amener le parallélisme. Ce procédé de réglage est très précis; même lorsque les images successives sont déjà trop rapprochées pour être distinctes les unes des autres, leur présence donne à l'image du trou un aspect dissymétrique qui suffit à montrer que le réglage n'est pas parfait et à indiquer sur quelle vis il faut agir pour l'améliorer.

19. Propriétés et préparation des argentures. — Cette question est d'une grande importance technique; dans beaucoup d'appareils d'optique on a besoin d'avoir des couches métalliques qui soient à la fois transparentes et réfléchissantes; le physicien doit être en état de préparer lui-même ces dépôts métalliques et d'en étudier les propriétés pour voir si elles conviennent bien au but que l'on a en vue. Cela est particulièrement important pour l'emploi des phénomènes d'interférence, où le succès d'une expérience et la possibilité d'une application dépendent souvent de la qualité des argentures et du choix judicieux de leur épaisseur [**30**].

Les propriétés d'une surface argentée sont caractérisées par les deux constantes utilisées dans la théorie des interférences :

1° Le pouvoir réflecteur f (rapport de l'intensité réfléchie à l'intensité incidente);

2° Le pouvoir de transmission θ (rapport de l'intensité transmise à l'intensité incidente). Selon l'usage adopté dans l'étude des plaques photographiques il est souvent commode de donner, au lieu de θ la quantité

$$D = -\log \theta,$$

désignée sous le nom de *densité*. On peut la définir comme étant le logarithme vulgaire du rapport de l'intensité incidente à l'intensité transmise. Une densité égale à o correspond à une surface parfaitement transparente; une densité égale à 1 indique que la lame transmet 1/10 de la lumière, etc.

La mesure des deux constantes d'une argenture est un problème de photométrie. Pour mesurer θ ou D les appareils les mieux appropriés sont ceux qui servent à mesurer les densités des clichés photographiques, connus sous le nom de microphotomètres. Un dispositif commode a été réalisé par FABRY et BUISSON [**35**].

Quant au pouvoir réflecteur f il est plus précis de le mesurer en faisant subir à la lumière non pas une seule mais un assez grand nombre de réflexions. La méthode suivante est très précise et d'une application facile. Deux surfaces argentées identiques sont superposées de manière à faire entre elles un petit angle. La lumière provenant d'une petite ouverture ronde placée au foyer d'une lentille est reçue dans une lunette visant à l'infini. On voit alors une file d'images ayant subi respectivement 0, 2, 4, etc., réflexions; leurs intensités décroissent suivant une progression géométrique dont la raison est f^2. On interpose sur le

0 1 2 3 4 5

0' 1' 2' 3' 4' 5'

Fig. 25.

faisceau un polariseur biréfringent donnant un faible dédoublement (prisme de Rochon ou de Wollaston, donnant un dédoublement d'environ 40'), suivi d'un analyseur (nicol) monté sur un cercle divisé. La série des images est alors dédoublée et l'on obtient l'aspect de la figure 25. Le rapport des intensités des deux séries d'images varie et l'on peut égaler l'image n avec l'image 0'. On répète cette égalisation pour la position symétrique du nicol; si β est l'angle dont il a fallu tourner pour passer de l'une des positions à l'autre, on a :

$$f = \left(\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}\right)^{\frac{1}{n}}.$$

On peut répéter la mesure en égalant deux couples quelconques d'images, que l'on a d'abord juxtaposées en faisant varier légèrement l'orientation relative des deux surfaces.

Si les deux argentures ne sont pas identiques, la quantité f ainsi mesurée est la moyenne géométrique de leurs pouvoirs réflecteurs. En prenant trois surfaces que l'on étudie en les combinant successivement deux à deux il est facile de calculer séparément le pouvoir réflecteur de chacune d'elles.

La figure 26 donne la coupe de l'appareil employé. L'appareil a été coudé à angle droit pour en diminuer l'encombrement et placer les

glaces argentées dans une position plus commode. C est le collimateur dont la petite ouverture est éclairée par la source de lumière. Le faisceau renvoyé verticalement traverse les deux glaces argentées G' et G, dont la seconde est posée sur un trépied à vis calantes qui permet de l'orienter. Le prisme biréfringent est en B, et le nicol analyseur est placé dans l'oculaire de la lunette, en A; le cercle divisé D mesure les rotations.

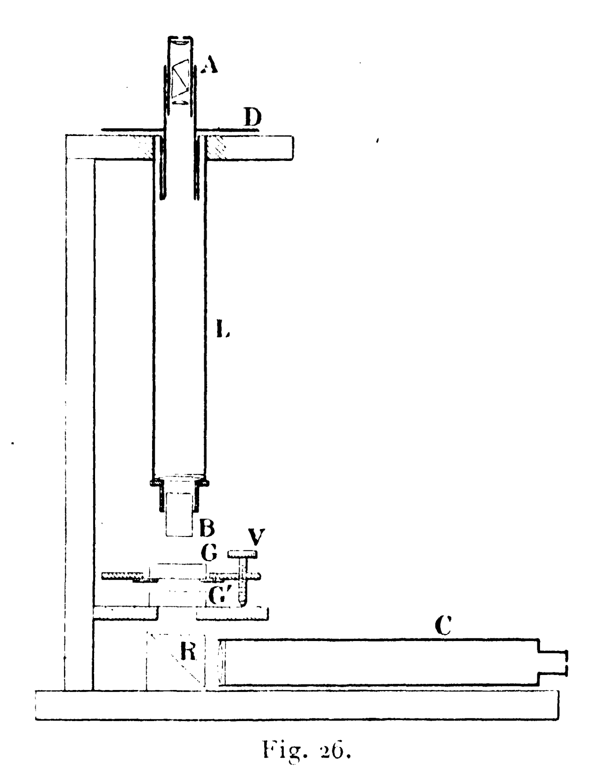


Fig. 26.

Pour faire varier le pouvoir réflecteur et la densité on dispose d'une seule variable, l'épaisseur de la couche d'argent. Cette épaisseur peut être mesurée, mais en sacrifiant l'argenture, par la méthode de Fizeau, qui consiste à tranformer l'argent en iodure et à évaluer l'épaisseur de cette substance par la couleur de la lame mince obtenue [**33**]. En étudiant les propriétés de diverses lames dont on mesurait ensuite l'épaisseur on est arrivé aux résultats suivants [**30**], qui se rapportent à des argentures obtenues par projection cathodique. Les mesures ont été faites avec la lumière verte du mercure ($\lambda = 5460$).

Etudiant d'abord la lumière transmise, on trouve que la *densité* de l'argenture croît sensiblement proportionnellement à l'épaisseur d'argent. Si l'on désigne par e l'épaisseur de l'argent exprimée en millièmes de micron, la densité est donnée par la formule

$$D = 0{,}035 \times e.$$

Une lame recouverte d'une couche d'argent de 50 millimicrons d'épaisseur a pour densité 1,75 et par suite laisse passer 1/55 de la lumière incidente.

Quant au pouvoir réflecteur il commence par croître rapidement avec l'épaisseur, puis tend rapidement vers un maximum voisin de 0,87; ce maximum est déjà presque atteint par une épaisseur de 40 mμ. La courbe suivante (fig. 27) donne les valeurs du pouvoir réflecteur f en fonction non pas de l'épaisseur (que l'on ne peut mesurer qu'en détruisant les argentures) mais de la densité, qui est la quantité la plus facile à mesurer et la plus commode pour juger de l'épaisseur.

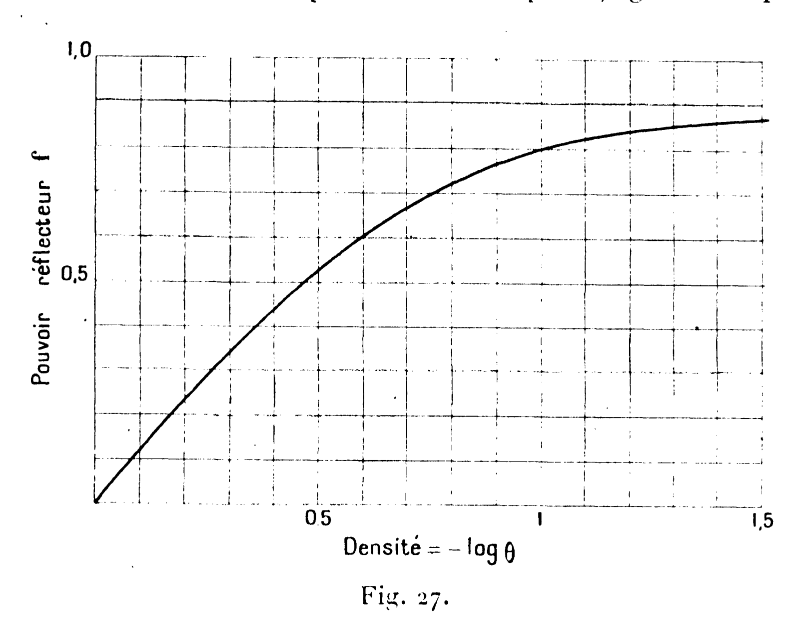


Fig. 27.

Si l'on dispose d'une source de lumière très intense, on n'a pas à craindre un trop grand affaiblissement de la lumière; on prendra des argentures ayant environ 40 mμ d'épaisseur (il n'y a aucun avantage à prendre des épaisseurs plus grandes). Le pouvoir réflecteur sera d'environ 0,85 et la densité voisine de 1,3, c'est-à-dire que la lame laissera passer environ 1/20 de la lumière incidente. Les franges sont alors excessivement fines, et les formules données plus haut (voir § 14) montrent que l'intensité des maxima est d'environ 1/30 de l'intensité incidente. Lorsque la lumière est plus faible, on est amené à prendre des argentures plus minces, donnant des franges moins fines mais plus lumineuses. Par exemple, en réduisant l'épaisseur de l'argent à 23 mμ le pouvoir réflecteur n'est plus que 0,70 mais la densité devient 0,8, et l'intensité des maxima est d'environ 1/4 de l'intensité incidente.

Quant au mode de production, on peut en employer deux : argenture par le procédé chimique et argenture par projection cathodique.

La méthode chimique est bien connue; elle consiste à faire agir sur une solution alcaline d'un sel d'argent un réducteur, le plus souvent du sucre interverti. C'est le procédé employé pour l'argenture des miroirs de télescopes. Pour les applications interférentielles, il s'agit d'obtenir de très faibles épaisseurs de métal, afin d'avoir une transparence suffisante. On y arrive en ajoutant au liquide une quantité d'eau d'autant plus grande que l'épaisseur désirée est plus faible. Le procédé chimique est le seul utilisable lorsque la surface à argenter est de grandes dimensions; il n'est malheureusement pas facile d'obtenir l'épaisseur que l'on désire. Les moindres variations dans la composition des bains, dans la température, dans l'état des surfaces, font varier beaucoup l'épaisseur obtenue. De plus, les argentures minces obtenues par la méthode chimique sont très facilement altérables.

Lorsqu'on le peut, il est bien préférable d'employer la méthode d'argenture par projection cathodique. Lorsqu'on fait passer la décharge électrique à travers un gaz à faible pression en prenant comme cathode une lame d'argent, des parcelles de métal sont arrachées de la cathode et viennent se déposer sur la paroi la plus voisine; celle-ci se recouvre peu à peu d'une couche régulière d'argent, dont l'épaisseur croît progressivement avec le temps. On réglera l'épaisseur obtenue en prolongeant l'expérience pendant plus ou moins longtemps. On obtient ainsi de très belles argentures, qui se conservent beaucoup mieux que celles obtenues par la méthode chimique. L'installation des appareils est, il est vrai, un peu compliquée, mais une fois faite elle permet d'obtenir rapidement et à coup sûr les argentures que l'on désire. Bien des dispositifs ont été employés, qui ne diffèrent que par le détail; je vais donner quelques indications sur les appareils que M. Buisson et moi avons disposés à la Faculté des sciences de Marseille [**30**].

L'opération se fait dans une *cloche à argenture*, qui doit pouvoir être ouverte facilement pour mettre en place la surface à argenter, et doit posséder une très bonne fermeture. La figure 28 donne la disposition de celle que nous employons; elle permet d'argenter des surfaces de 4 à 5 centimètres de diamètre. La cathode C est un disque d'argent pur, de 5 centimètres de diamètre, porté par le tube métallique T; on peut régler sa hauteur en enfonçant plus ou moins ce tube de métal dans le col V de la cloche. La partie supérieure de la cathode est protégée par une lame de mica, qui empêche la projection cathodique vers le haut. La lame de verre à argenter G est posée sur un trépied métallique qui sert d'anode. La distance entre la cathode et la surface à argenter est d'environ 15 millimètres. La cloche est fermée par le bouchon rodé B légèrement graissé.

L'appareil à faire le vide, qui communique avec la cloche par le

tube P, doit permettre d'abaisser la pression jusqu'à environ 1/1000 de millimètre. Le passage du courant provoque le dégagement de gaz provenant de la cathode; l'appareil à faire le vide doit rester en fonctionnement pendant toute l'opération, et son débit doit être suffisant pour évacuer les gaz dégagés. Toutefois, la pression ne doit pas non plus être trop basse, et l'on doit pouvoir laisser rentrer à volonté une trace d'air. Pendant le fonctionnement, la pression est habituellement

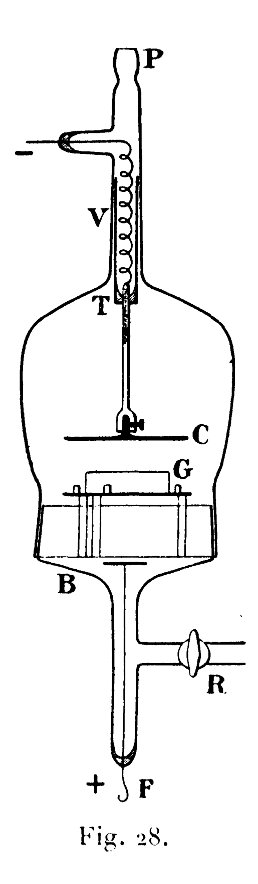


Fig. 28.

de quelques millièmes de millimètre. Les anciens appareils à faire le vide (trompes, machines à vide barométrique) sont insuffisants. Nous employons la pompe rotative à mercure de Gaede, associée avec une pompe à piston qui donne le *vide primaire*. Un robinet R permet de faire communiquer pendant un instant la cloche avec le vide primaire lorsqu'il est utile de laisser rentrer une trace d'air.

Le courant doit passer seulement dans le sens tel que la lame d'argent soit la cathode. On peut, à la rigueur, se servir de la décharge d'une bobine de Ruhmkorff, mais cette source de courant est irrégulière, incommode, et se prête mal au maintien d'un régime électrique défini. Il est bien préférable de faire passer un véritable courant continu. Nous

employons un courant de 5 milliampères; une tension d'au moins 2 000 volts est nécessaire. Une batterie d'accumulateurs ou une dynamo à haute tension conviendraient sans doute très bien. Nous employons du courant continu obtenu par redressement de courant alternatif. Le courant alternatif à basse tension (fréquence 50) est envoyé dans un transformateur qui relève la tension à 3 000 volts. Pour le redresser, nous avons employé successivement les deux moyens suivants :

1° Contact tournant synchrone qui, à chaque demi-période, établit la connexion dans le sens voulu. Ce contact est monté sur un petit moteur synchrone actionné par la même distribution que le transformateur;

2° Emploi du redresseur désigné sous le nom de *kenotron* et construit par la General Electric Company. Cet appareil est une des nombreuses applications récentes de l'émission des électrons par un fil chauffé dans le vide. Entre ce fil et une électrode froide le courant peut passer, à travers l'ampoule vide, dans un seul sens; l'appareil agit comme soupape et peut remplir ce rôle même pour des tensions très élevées.

Dans tous les cas, un condensateur de 0,1 microfarad est placé en dérivation; le courant est ainsi rendu à peu près constant, bien que la force électromotrice ne soit appliquée que d'une manière intermittente. Sur le circuit on interpose un milliampèremètre et une forte résistance, constituée par un tube en U plein d'eau pour régler l'intensité du courant. Un voltmètre électrostatique (de Kelvin) donne la tension aux bornes de la cloche. L'emploi de ce voltmètre est très utile pour le réglage des conditions de l'expérience, grâce aux observations suivantes.

Dans les limites où l'on opère, la tension aux bornes de la cloche varie très peu avec l'intensité de courant, mais varie beaucoup avec la pression du gaz dans la cloche; plus la pression est faible plus la tension aux bornes est élevée. Lorsque la pression est trop élevée, par exemple de quelques centièmes de millimètre, il ne se produit aucune trace de dépôt d'argent; il faut laisser fonctionner la machine à faire le vide. A mesure que le vide s'améliore, la tension aux bornes s'élève, et bientôt le dépôt commence à se produire. Il a lieu d'une manière régulière lorsque la tension atteint un millier de volts. Si le vide est encore plus poussé la tension monte encore; le courant tend à devenir instable et le dépôt irrégulier; il faut laisser rentrer une trace d'air. On voit que le voltmètre, dont la lecture est instantanée, suffit à renseigner sur l'état du gaz dans la cloche, sans avoir à faire l'emploi assez incommode de la jauge de Mac Leod. Quant à l'intensité du courant, on la règle en agissant sur le rhéostat liquide, et on la maintient aux environs de 5 milliampères.

Les cathodes neuves ou fraîchement nettoyées laissent dégager beaucoup de gaz et donnent de mauvaises argentures. Après un certain temps de fonctionnement, on arrive à un régime régulier, et alors l'épaisseur de la couche d'argent et par suite sa *densité* (voir plus haut) est très sensiblement proportionnelle au temps pendant lequel le courant a passé.

20. Emploi d'autres métaux. — La méthode par projection cathodique s'applique, plus ou moins facilement, à tous les métaux, et c'est là un avantage précieux. D'une manière générale, ce sont les métaux à poids atomique élevé qui sont projetés le plus facilement. On obtient très facilement des couches d'argent, d'or, de platine, de palladium, tandis que des dépôts d'aluminium ou de magnésium sont difficiles à obtenir.

Pour les applications interférentielles sur les radiations visibles, l'argent est, de beaucoup, le métal le plus avantageux; aucun autre métal ne permet d'obtenir un pouvoir réflecteur aussi élevé avec une aussi faible absorption. Il en est de même pour le commencement de l'ultra-violet. Lorsque l'on arrive au-dessous de la longueur d'onde 3 600 environ, il faut d'abord remplacer le verre par du quartz; de plus, lorsqu'on avance vers les petites longueurs d'onde, le pouvoir réflecteur de l'argent diminue rapidement. La chute est très rapide à partir de la longueur d'onde 3 500; entre 3 200 et 3 000, la lame argentée ne réfléchit pas plus qu'une lame nue. Dans cette même région, l'argent est devenu transparent; il a perdu ses propriétés métalliques, et son emploi cesse d'être possible. Pour les longueurs d'onde inférieures à 3 000 le pouvoir réflecteur augmente légèrement tout en restant très médiocre. On est donc amené, pour les faibles longueurs d'onde, à employer d'autres métaux que l'argent. Le nickel, assez facile à obtenir par projection cathodique, donne d'assez bons résultats.

Une étude systématique d'un grand nombre de substances a été faite, à ce point de vue, par M. Hulburt [**29**]. Les mesures ont porté soit sur des miroirs métalliques polis, soit sur des glaces recouvertes de métal par projection cathodique, sous une épaisseur assez grande pour obtenir des couches opaques. L'auteur a réussi à obtenir des couches de silicium, et a montré que ce corps possède un pouvoir réflecteur remarquable dans l'ultra-violet; entre les longueurs d'onde 3 000 et 2 000 le pouvoir réflecteur du silicium est d'environ 0,76, tandis que la plupart des métaux ont des pouvoirs réflecteurs qui ne dépassent pas 0,40. La préparation des couches de silicium ne paraît malheureusement pas sans difficultés.

La région des grandes longueurs d'onde peut maintenant être

étudiée par photographie [**31**; **32**]; grâçe aux progrès effectués dans les procédés de sensibilisation des plaques, on a pu photographier le spectre solaire jusqu'à la longueur d'onde 9600. L'argent peut être employé dans cette région, mais, d'après M. Burns, il y aurait avantage à employer des surfaces recouvertes d'une couche de cuivre [**103**].

21. Franges de lames argentées observées par réflexion. — Ce qui précède est entièrement relatif aux franges de lames argentées observées *par transmission*. Ces franges peuvent aussi être observées *par réflexion*. Quoique un peu plus compliqué, ce dernier cas peut rendre aussi quelques services dans certaines applications. On a encore une infinité de rayons qui se superposent, mais la succession de leurs intensités et de leurs différences de phase est moins simple que dans le cas de la transmission.

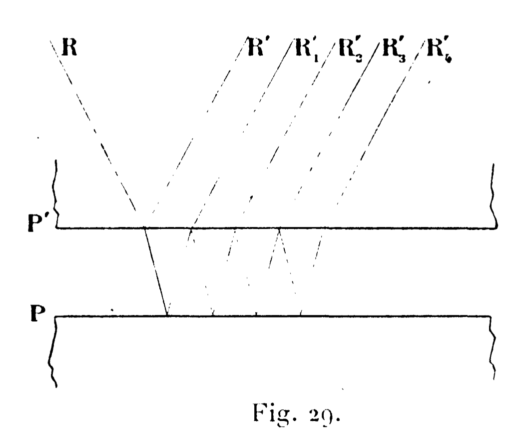


Fig. 29.

Soient (fig. 29) deux glaces argentées dont les surfaces réfléchissantes sont en P et P'. Un rayon incident R donnera par réflexion la série suivante de rayons :

1° Le rayon R' réfléchi sur la surface P'. C'est le seul rayon qui n'ait traversé aucune couche d'argent; sa réflexion a eu lieu à l'intérieur du verre;

2° Les rayons R'_1 R'_2 R'_3... R'_n..., qui ont tous traversé deux fois la couche d'argent P', et ont subi des réflexions en nombre croissant sur les deux surfaces. Le rayon R'_n a subi n réflexions sur la surface P et n-1 réflexions sur la surface P'.

Dans cet ensemble, le rayon R' est à part; le plus souvent, son intensité sera prédominante; sa phase n'a pas de relation simple avec celles des autres rayons. Quant à la série des rayons R'_1 R'_2 etc., leurs intensités décroissent en progresion géométrique, et leurs différences de marche sont en progression arithmétique. La surface P n'étant traversée

par aucun des rayons utilisés, il y aura avantage à la recouvrir d'une argenture épaisse, pour lui donner un pouvoir réflecteur aussi élevé que possible. La surface P', au contraire, devra être recouverte d'une argenture très mince.

Selon l'épaisseur de cette argenture P', l'aspect des franges pourra être très différent. Avec une couche d'argent extrêmement mince, on obtient des franges ayant l'aspect de celles que donnent de simples lames de verre, mais avec une intensité lumineuse beaucoup plus grande. En augmentant l'épaisseur de la couche d'argent, on modifie la loi de répartition de la lumière dans les franges; selon les cas on peut obtenir des lignes brillantes fines sur fond sombre, ou au contraire de fines lignes noires sur fond éclairé, ou enfin des lignes à éclairement dissymétrique de part et d'autre des maxima et des minima (1).

Ces franges par réflexion ont été étudiées par M. Hamy [**34**], qui en a fait quelques applications intéressantes. On peut leur appliquer les mêmes modes d'observation qu'aux franges ordinaires par réflexion, et les obtenir soit sous forme de lignes d'égale épaisseur soit sous forme de courbes d'égale inclinaison. A côté des complications que l'on vient d'expliquer, ces franges présentent l'avantage d'une très grande luminosité; on peut en recommander l'emploi lorsque la disposition de l'expérience rend plus commode l'observation par réflexion.

---

(1) On ne peut pas appliquer au cas des lames argentées le théorème bien connu sur les anneaux de Newton réfléchis et transmis, qui sont *complémentaires*. Dans le cas des lames argentées, une partie de la lumière est absorbée par la première surface réfléchissante, et ne se retrouve ni dans la lumière réfléchie ni dans la lumière transmise.

CHAPITRE II

APPLICATION DES INTERFÉRENCES A LA MESURE DES DÉPLACEMENTS ET DES LONGUEURS

22. Caractères généraux de ces applications. — Dans ce chapitre nous étudierons toutes les applications dans lesquelles on utilise les interférences pour mesurer des longueurs, déterminer des déplacements ou des déformations, étudier la forme d'un corps.

Ces applications sont déjà extrêmement nombreuses et variées. La technique y a fait de tels progrès que l'on peut se demander si l'emploi des interférences ne deviendra pas le procédé universel de mesure des longueurs et des déplacements.

Bien que les principes soient toujours les mêmes on peut, en se plaçant au point de vue pratique, diviser ces applications en deux groupes :

1° Celles dans lesquelles les longueurs à mesurer sont très petites. Ces applications sont les plus anciennes. Leur invention a été suggérée par l'extrême petitesse de la longueur d'onde, qui permet d'aborder des problèmes dont la solution eût été impossible par les autres méthodes. Il eût été, en effet, bien difficile de mesurer avec précision par les procédés métrologiques ordinaires des déplacements ou déformations se chiffrant par fractions de micron.

2° Les applications dans lesquelles les longueurs à mesurer sont beaucoup plus grandes et se chiffrent par milliers ou même par millions de longueurs d'onde. Ces applications se sont développées beaucoup plus tard. Les méthodes interférentielles s'y trouvent en concurrence avec les méthodes ordinaires de la métrologie, depuis longtemps arrivées à un haut degré de perfection. L'emploi des interférences pour des problèmes de ce genre n'a pu être envisagé qu'après que la technique des interférences et celle des sources de lumière a été portée à un haut degré de perfection.

Nous diviserons ce chapitre en deux subdivisions, consacrées à l'un et à l'autre de ces problèmes.

A. — APPLICATION DES INTERFÉRENCES A LA MESURE DE PETITS DÉPLACEMENTS OU DE PETITES DÉFORMATIONS

23. Avantages des interférences pour la mesure de très petits déplacements. — La première idée des applications de ce genre est due à Fizeau [36] qui, dans son premier Mémoire sur les dilatations, écrivait en 1864 :

« On voit donc qu'un rayon de lumière avec ses séries d'ondulations d'une ténuité extrême, mais parfaitement régulières, peut être considéré, en quelque sorte, comme un micromètre naturel de la plus grande perfection, et particulièrement propre à déterminer des longueurs extrêmement petites qui échapperaient à tout autre moyen de mesure. »

Le problème que s'était posé Fizeau était l'étude de la dilatation de corps solides pris sous forme de très petits échantillons. La solution imaginée par lui a été, depuis, appliquée à un grand nombre de problèmes dans lesquels il s'agit de mesurer un très petit déplacement. En voici le principe.

On fait interférer deux faisceaux dont l'un a subi une réflexion sur une surface liée au système dont on veut évaluer le déplacement, tandis que l'autre faisceau a suivi un trajet fixe. Si la surface réfléchissante subit une translation dans une direction normale à sa surface, la différence de marche entre les deux faisceaux varie, et les franges se déplacent. Soit λ la longueur d'onde de la radiation monochromatique employée, et supposons (ce qui est le cas le plus favorable) que la réflexion ait lieu sous l'incidence normale. Un déplacement égal à $\lambda/2$ fait passer une frange entière. Comme λ est voisin de 1/2 micron, on voit qu'un déplacement de 1/4 de micron se traduit par le passage d'une frange. Il est généralement très facile d'observer un déplacement de 1/25 de frange ; on voit donc qu'une déformation se traduisant par un déplacement de $0\,\mu{,}01$ est facilement observable. On remarquera la différence essentielle qui existe entre cette méthode et celle dite du miroir, ou de Poggendorff; celle-ci s'applique à l'étude de petites rotations, mais ne peut atteindre directement les translations ; c'est justement le contraire qui a lieu pour les observations interférentielles ; à ce point de vue, les deux méthodes sont, en quelque sorte, complémentaires.

Quant à l'appareil interférentiel, il peut être disposé de bien des manières ; la seule condition essentielle est que l'un des faisceaux se soit réfléchi sur la surface mobile, tandis que l'autre n'ait subi de réflexions que sur des surfaces fixes. Il y a évidemment avantage à ce que la différence de marche entre les deux faisceaux reste faible, afin de rendre plus

facile l'observation des franges. Le dispositif le plus ordinairement employé consiste à produire par réflexion des franges de lame mince entre la surface mobile et une surface fixe très voisine ; tout déplacement de la surface mobile se traduit par un déplacement des franges. En un point donné du champ d'observation on verra ainsi *défiler* les franges ; le compte du nombre de ces franges et de la fraction complémentaire donnera la valeur du déplacement.

Passons en revue quelques-unes des applications qui ont été faites de cette méthode.

24. Mesure des dilatations. — L'étude des dilatations des corps solides ne présente pas de difficultés lorsque la substance à étudier peut être mise sous forme de tige d'une assez grande longueur ; mais lorsque

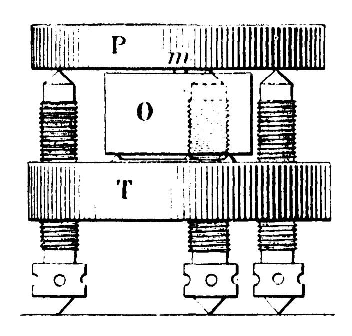


Fig. 30.

la substance n'existe qu'en échantillons de petites dimensions, l'étude de la dilatation exige la détermination de variations de longueurs excessivement faibles. Un corps dont le coefficient de dilatation est de 10^{-5} et qui n'a que 5 millimètres de longueur ne s'allonge que de 1 micron lorsque sa température s'élève de 20°. L'emploi des interférences pour résoudre ce problème a été inauguré par Fizeau [**33**], qui appliquait surtout sa méthode à l'étude de la dilatation des cristaux. La même méthode a été appliquée depuis à d'autres cas, et même à l'étude des dilatations des métaux, au Bureau international des Poids et Mesures [**37**] ; elle donne, sur de petits échantillons, la même précision que donnent les méthodes ordinaires sur des règles de 1 mètre.

Voici comment Fizeau disposait l'expérience.

Un trépied en platine iridié (fig. 30), formé d'une plate-forme T munie de trois vis calantes est posé sur un plan, et porte une lentille P dont la face inférieure est presque plane. Un petit morceau du corps à étudier, terminé par deux faces parallèles, est placé en O sur le trépied. Entre la face supérieure de ce corps et la face inférieure de la lentille

reste une couche d'air qui donnera, en lumière monochromatique, des franges de lame mince (courbes d'égale épaisseur). Fizeau se servait de la lumière d'une flamme contenant un sel de sodium ; pour que les franges soient parfaitement nettes, il éclairait la lame par de la lumière parallèle, obtenue en plaçant une petite ouverture au foyer de la lentille P. La face inférieure de cette lentille contient un certain nombre de repères, par rapport auxquels on détermine la position des franges. Tout l'appareil est enfermé dans une étuve dont on peut faire varier la température. On voit alors les franges se déplacer, et l'expérience consiste à repérer leurs positions aux diverses températures, d'où l'on déduit les variations d'épaisseur de la lame mince. L'effet ainsi observé est la différence entre la dilatation de la substance O et la dilatation du trépied. Celle-ci doit être déterminée séparément. Pour cela, on fait une expérience dans laquelle l'échantillon est supprimé, et l'on observe les franges entre la surface inférieure de la lentille et la surface supérieure de la plate-forme.

L'emploi de la lumière du sodium, seule source utilisable à cette époque, n'était pas sans inconvénients. Cette lumière se compose de deux radiations assez voisines, dont les longueurs d'onde sont 5890 et 5896. Lorsque l'on produit des interférences avec une faible différence de marche les franges que donnent les deux radiations sont sensiblement confondues, et l'existence de la double raie n'entraîne aucune complication ; mais il n'en est plus de même lorsque la différence de marche augmente. Lorsqu'on arrive vers la 500me frange, les maxima correspondant à une radiation se confondent avec les minima produits par l'autre ; à ce moment les franges disparaissent complètement. Elles reparaissent lorsque la différence de marche augmente encore, pour reprendre toute leur netteté vers la 1000me frange ; elles disparaissent ensuite encore une fois, et ainsi de suite. Il faut toujours avoir soin, pour l'observation des franges, de se placer dans des conditions telles qu'il y ait maximum de netteté.

De plus, chacune des deux raies n'est pas très fine ; même dans les conditions où la double raie ne trouble pas le phénomène, les franges perdent leur netteté lorsque la différence de marche devient un peu grande, et elles disparaissent complètement avant que l'on atteigne la 50000me frange. On est donc limité à d'assez faibles distances entre les deux surfaces et cela est gênant surtout pour la mesure de la dilatation du trépied. Avec les moyens dont on dispose aujourd'hui les mesures sont beaucoup plus faciles.

Il faut naturellement tenir compte de l'effet du changement d'indice de réfraction de la couche d'air.

D'autres dispositifs, plus ou moins analogues à celui de Fizeau, ont

été construits pour mesurer les dilatations au moyen des interférences. On se bornera à signaler ici celui qui a été réalisé au « Bureau of Standards » de Washington par M. I. G. Priest. C'est un appareil différentiel qui fait connaître la différence entre la dilatation du corps étudié et celle d'un support ; la figure 31 en donne le schéma. Le support A, formé d'un bloc de verre ou de quartz fondu, porte la lame B, qui repose d'une part sur l'arête du support et d'autre part sur l'échantillon à mesurer D. Les deux pièces A et B laissent entres elles une mince couche d'air qui, éclairée par de la lumière monochromatique, produit un système de franges. On étudie le déplacement de ces franges lorsque l'on fait varier la température, et l'on en déduit la différence des dilatations des substances A et D. La dilatation du support est mesurée en faisant une détermination sur un échantillon de dilatation connue, par exemple une tige de quartz cristallisé.

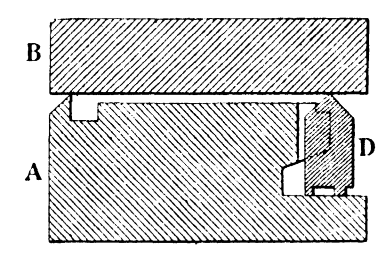


Fig. 31.

25. Autres mesures de petites déformations. — Divers autres problèmes ont été abordés par la méthode de Fizeau, sans rien changer au principe, mais en adaptant seulement les appareils aux divers cas. Il est inutile d'insister ici sur ces applications, qui ne présentent rien de nouveau au point de vue optique. Citons seulement les études de Cornu sur les déformations élastiques des corps solides [**41**], diverses études sur les variations de dimension des corps magnétiques pendant l'aimantation [**46**], les mesures de Cauro et plus tard celles de Guyau sur les mouvements des membranes métalliques des récepteurs téléphoniques [**49**; **50**], les études de Squier et Crehore [**48**] sur les petits déplacements dus à diverses causes, etc... [**38**; **39**; **47**].

26. Etude de la forme des surfaces. — Une lame mince éclairée par de la lumière monochromatique montre un système de franges qui dessine la carte topographique de la lame, chaque frange dessinant une courbe d'égale épaisseur. Il en résulte une méthode très précise pour la vérification des mesures destinées aux instruments de précision. Inaugurée par le constructeur Laurent [**51**; **52**], cette méthode est maintenant

employée dans tous les bons ateliers, au moins pour la vérification des surfaces de dimension modérée (1).

Supposons que l'on ait taillé, une fois pour toutes, une surface de verre exactement plane, qui jouera le rôle de *plan étalon*. On reconnaîtra qu'une surface à essayer est exactement plane en la posant sur le plan étalon et examinant les franges obtenues; celles-ci doivent être des droites équidistantes, dont on fait varier l'écartement en appuyant légèrement sur la surface supérieure, ce qui modifie légèrement le petit angle que font les deux surfaces en contact. On peut ainsi arriver à une

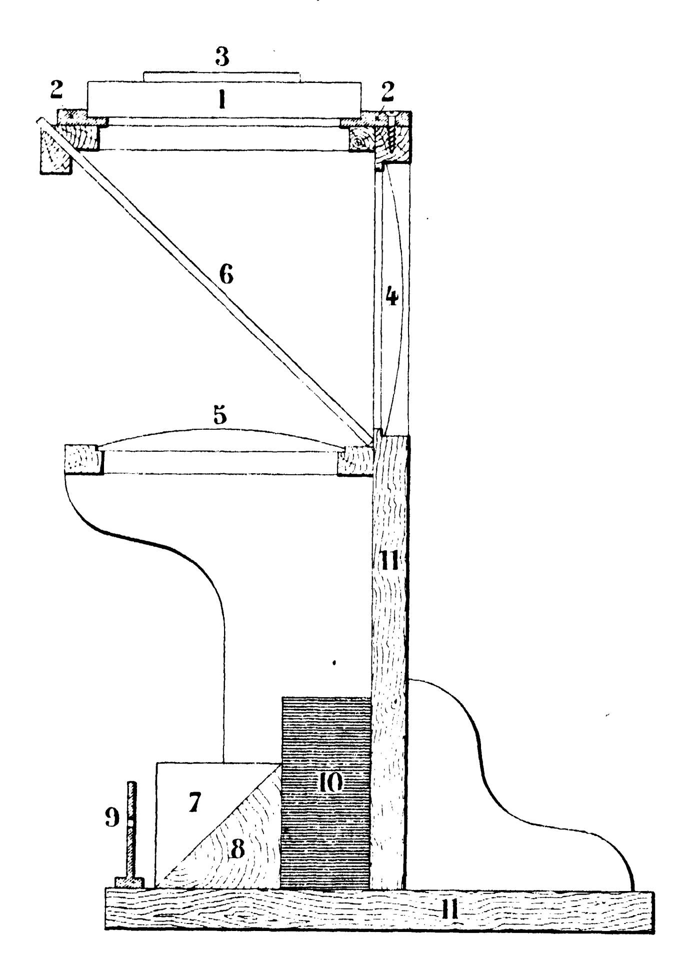


Fig. 32.

1. Plan type; 2. Trois cales en laiton supportant le plan type; 3. Surface à essayer; 4. Lentille d'éclairement; 5. Lentille collimatrice; 6. Lame à faces parallèles; 7. Prisme à réflexion totale; 8. Support du prisme à réflexion totale; 9. Support réglable du trou; 10. Masse de plomb; 11. Bâti en bois.

---

(1) Rappelons que les grandes surfaces, comme celles des miroirs des télescopes, généralement sont vérifiées par une autre méthode, celle de Foucault.

teinte plate, indiquant que la lame mince subsistant entre les deux surfaces est d'épaisseur rigoureusement uniforme. On peut ainsi constater la planéité d'une surface à quelques centièmes de micron près. Naturellement, les dilatations irrégulières doivent être soigneusement évitées; il suffit du contact d'un doigt pour provoquer un échauffement local qui se traduit par une véritable bosse, très visible par une déformation locale des franges.

Quant à la surface plane étalon, on la vérifie en essayant ensemble trois surfaces. Si deux surfaces A et B s'appliquent exactement l'une sur l'autre, on ne peut en conclure qu'elles sont planes toutes deux; l'une peut être concave et l'autre convexe. Mais si une troisième surface C s'applique exactement sur A et sur B, les trois surfaces A B C sont exactement planes.

On se servira, pour toutes ces observations, du dispositif décrit au § 10 et représenté schématiquement figure 13. La figure 32 donne la coupe de l'appareil qui a été réalisé à l'Institut d'optique (1).

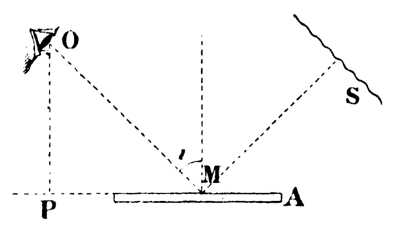


Fig. 33.

Lorsque l'épaisseur de la lame mince est très faible, la condition de parallélisme des rayons peut n'être réalisée qu'assez grossièrement et la position de l'œil n'a qu'une faible importance. On peut même se contenter de dispositifs plus simples; par exemple on peut regarder obliquement la lame, sur laquelle se réfléchit la lumière provenant d'une large surface diffusante éclairée par de la lumière monochromatique. Toutefois, la forme des franges peut donner lieu à une erreur d'interprétation, contre laquelle il faut se tenir en garde, tenant à ce que l'incidence n'est pas la même en tous les points. Soit (fig. 33) une lame d'épaisseur rigoureusement uniforme; l'œil est placé en O et regarde par réflexion une surface diffusante monochromatique S. Au point M de la lame l'angle d'incidence est i; cet angle varie d'un point à un autre,

(1) La lame à 45° peut être disposée soit entre le trou et la lentille collimatrice (fig. 13), soit entre cette lentille et le plan étalon (fig. 32). Cette dernière disposition a l'avantage d'éviter l'introduction, dans l'œil de l'observateur, de lumière réfléchie par les faces de la lentille collimatrice.

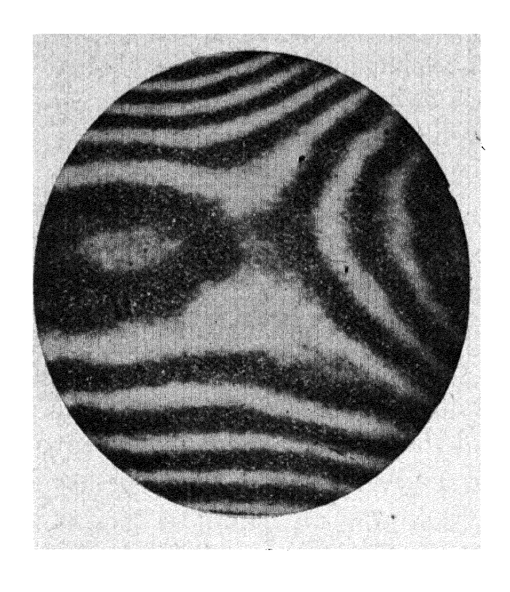
et par suite la différence de marche n'est pas la même. On verra des franges en arc de cercle, dont le centre est le pied P de la perpendiculaire abaissée de l'œil sur le plan de la lame. On pourrait, à la suite de cet examen superficiel, penser que la lame est bien loin d'être d'épaisseur uniforme, alors que les franges obtenues sont non pas des lignes d'égale épaisseur mais bien des lignes d'égale inclinaison analogues à celles que l'on va étudier dans un instant. Si, par exemple, on prend une lame d'air de 0 mm,1 d'épaisseur et qu'on la regarde sous l'incidence de 45° en plaçant l'œil à 30 centimètres au-dessus de la lame, on aura sur la lame des franges en arc de cercle (en réalité presque rectilignes et équidistantes sur la petite étendue observable), et l'écartement des franges sera d'environ 2 millimètres, ce qui pourrait faire penser que la lame est fortement prismatique. Si, en outre, la lame n'est pas d'épaisseur constante on verra un système de franges dont la forme dépendra à la fois des variations d'inclinaison, et qui ne feront pas connaître directement la forme de la lame.

Ces erreurs sont d'autant moins à craindre que la lame est plus mince. Ce qui précède montre cependant le danger qu'il peut y avoir à ne pas utiliser de la lumière parallèle sous l'incidence normale pour l'examen des surfaces.

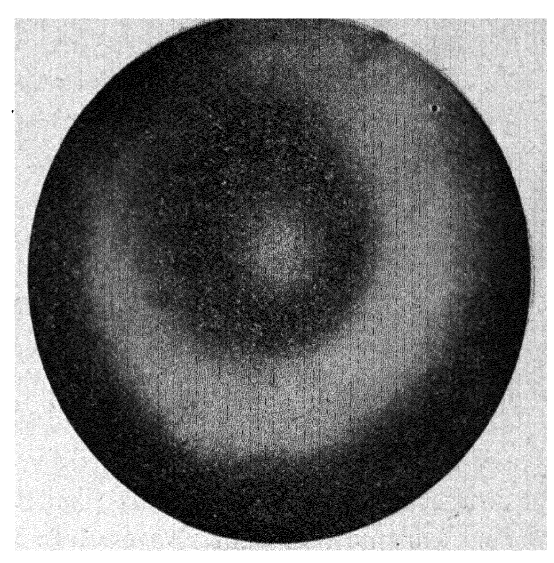
Les surfaces courbes peuvent être également étudiées par comparaison avec le plan étalon, en étudiant le système de franges résultant de la superposition des deux surfaces. Lorsqu'il s'agit d'instruments que l'on réalise à un très grand nombre d'exemplaires (lunettes, jumelles, objectifs photographiques, périscopes, etc.), il y a avantage à réaliser, pour chaque surface, une pièce de verre appelée *calibre*, qui s'applique exactement sur elle; ce calibre sera concave s'il s'agit d'une surface convexe, et inversement. Pendant le travail du polissage, on applique de temps en temps le calibre sur la surface que l'on travaille; la courbure voulue est obtenue lorsque les deux surfaces s'appliquent exactement l'une sur l'autre. L'emploi de lumière monochromatique n'est pas nécessaire dans ce cas; en lumière blanche on obtient un système d'anneaux de Newton colorés, et la précision voulue est obtenue lorsque ces anneaux sont suffisamment élargis.

Cette manière de procéder est, en somme, une adaptation de la méthode suivie dans toutes les constructions mécaniques *en série*, où l'on commence par construire une collection de *calibres* qui serviront à vérifier toutes les dimensions des pièces fabriquées; il n'y a de particulier que la manière de procéder pour faire la vérification.

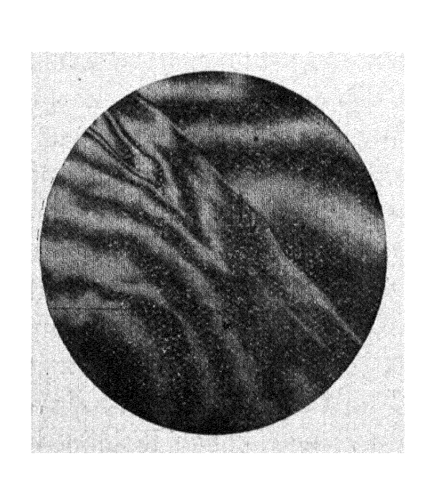
De la même manière, on peut observer les *lignes d'égale épaisseur* d'une lame de verre, et, par retouches, l'amener à avoir une épaisseur uniforme, du moins si le verre est homogène. S'il y a dans la masse



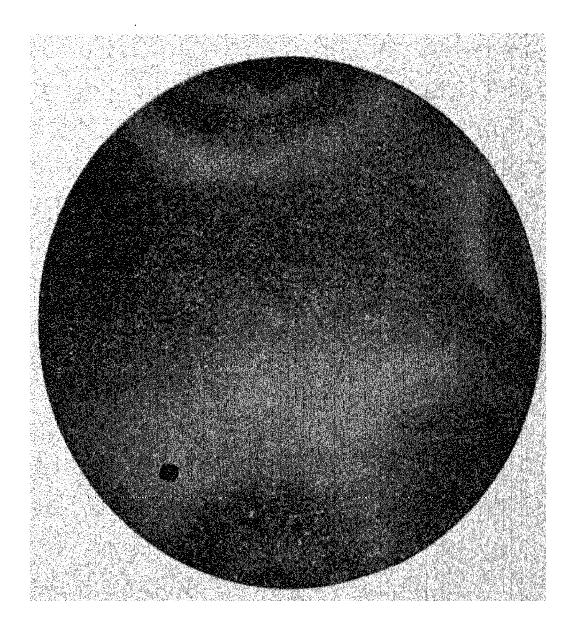
1. Surface très médiocre posée sur un plan étalon.



2. Surface assez bonne posée sur un plan étalon.



4. Lame de verre présentant un défaut d'homogénéité.



3. Même surface que 2, après un léger échauffement.

Fig. 34.

de verre des défauts d'homogénéité, c'est *l'épaisseur optique* (produit de l'épaisseur par l'indice) qui intervient.

La figure 34 donne quelques exemples de courbes d'égale épaisseur, photographiées au moyen de la raie violette de mercure, en se servant de l'appareil qui vient d'être décrit. Le cliché 1 représente des franges obtenues en posant sur un plan étalon une surface très médiocre. Les franges 2 sont obtenues en posant sur le même plan étalon une surface plane assez bonne, qui s'écarte de la forme plane de quelques dixièmes de micron. Les bords de cette surface ayant été échauffés un moment par contact avec les doigts, on obtient les courbes 3. Enfin, la photographie 4 donne les courbes obtenues avec une simple lame de verre, dont les surfaces sont à peu près planes et parallèles, mais présentent un défaut d'homogénéité (un *fil* en terme d'atelier); on voit que les franges montrent une cassure, qui n'est pas due à un défaut de la surface, comme l'on peut s'en assurer facilement en examinant les franges de lame mince produites entre la surface et un plan étalon.

27. Emploi des anneaux à l'infini pour la vérification des lames à faces parallèles. — Pour vérifier l'uniformité d'épaisseur d'une lame de verre, on peut aussi se servir des *anneaux à l'infini*, que l'on obtient par réflexion sur la lame à examiner. Il faut alors que les anneaux soient produits par un seul point de la lame, ou du moins par une région très peu étendue. On y arrive en disposant la lunette d'observation de telle manière que la pupille de sortie, représentée par un petit diaphragme derrière lequel on place l'œil, ait une image réelle à travers la lunette, image que l'on placera sur la lame elle-même. La figure 35 donne la disposition de l'appareil réalisé pour cela à l'Institut d'optique. La lunette L visant à l'infini est composée d'un objectif de 3 centimètres environ de distance focale et d'un oculaire de 6 centimètres, donnant un grossissement égal à 1/2. Contre l'oculaire est placé le petit diaphragme D derrière lequel on place l'œil; à travers la lunette ce diaphragme est l'image d'un cercle D′ deux fois plus petit; on place la lame à examiner A de telle manière que D′ se trouve sur elle. Le dispositif d'éclairage comprend la lame à 45° G et une lentille C qui fait converger sur la lame la lumière venant de la lampe au mercure S. La surface de la lame qui intervient dans la production des anneaux est le petit cercle D′, dont le diamètre n'est que la moitié de celui du diaphragme D, et peut facilement être réduit au-dessous de 1 millimètre. Les anneaux sont visibles même si la lame n'est que très grossièrement à faces parallèles; on les voit encore bien avec une lame dont les faces font entre elles un angle de 30″; en choisissant parmi quelques morceaux de glace du commerce on en trouve facilement qui permettent d'observer les anneaux.

Pour vérifier l'uniformité d'épaisseur d'une lame, il suffit de la faire glisser dans son propre plan, de manière à en utiliser successivement les différents points ; si l'épaisseur est parfaitement uniforme, les anneaux conservent un aspect invariable ; ils se contractent lorsque l'épaisseur diminue et se dilatent quand elle augmente. Il passe un anneau complet lorsque l'épaisseur a changé de $0\mu,2$ environ. Il est facile, en observant point par point, de tracer la carte topographique de la lame, avant de lui faire subir les retouches dont elle a besoin.

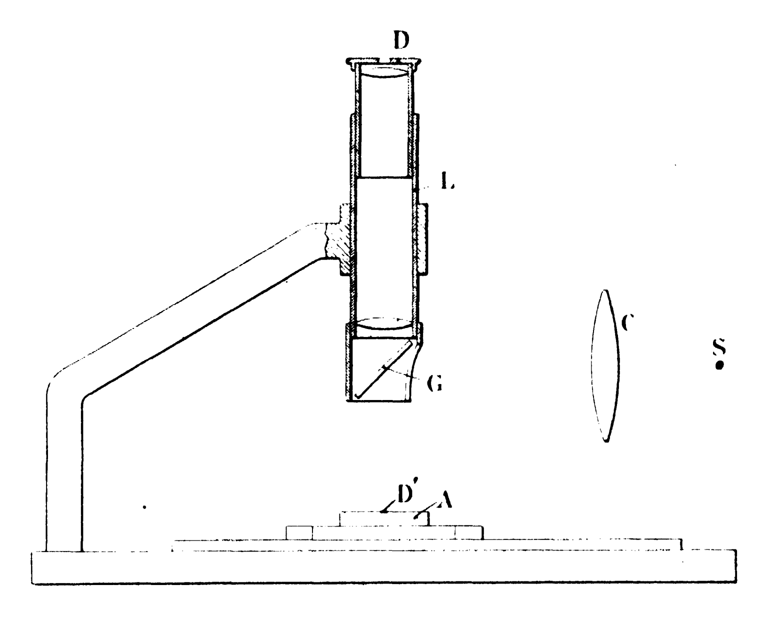


Fig. 35.

Il est à remarquer que, si la matière de la lame n'est pas homogène, on arrivera ainsi à rendre constante non pas l'épaisseur de la lame, mais son *épaisseur optique* μe. C'est cette dernière condition qu'il est important de réaliser pour que la lame ne dévie pas la lumière qui la traverse ou ne donne par réflexion qu'une image d'un point éloigné.

28. Méthode interférentielle pour l'étude des aberrations des instruments d'optique. — Dans ces dernières années, M. Twyman, de la maison Hilger, a beaucoup élargi le champ d'emploi des interférences en créant une méthode propre à l'examen des appareils complets, d'abord des prismes, puis des objectifs de lunettes, des objectifs photographiques et même des objectifs de microscope [**53**]. Soit un appareil qui, s'il est parfait, transforme une onde plane incidente en une onde plane émergente. En faisant interférer l'onde qui a traversé l'appareil avec une onde que l'on sait être exactement plane, on obtiendra des

franges rectilignes et équidistantes, que l'on peut élargir à volonté jusqu'à la teinte plate en faisant varier la direction de l'une des ondes. Si l'appareil essayé présente des aberrations, l'onde qui l'a traversé n'est plus plane, et les franges sont déformées; elles peuvent être considérées comme les *courbes de niveau* de l'onde émergente.

L'appareil interférentiel est celui de Michelson, employé dans des conditions un peu différentes de celles décrites au § 12; la figure 36 donne le schéma de l'appareil disposé pour l'examen d'un prisme. Un collimateur, formé de la lentille L et de la petite ouverture O éclairée par

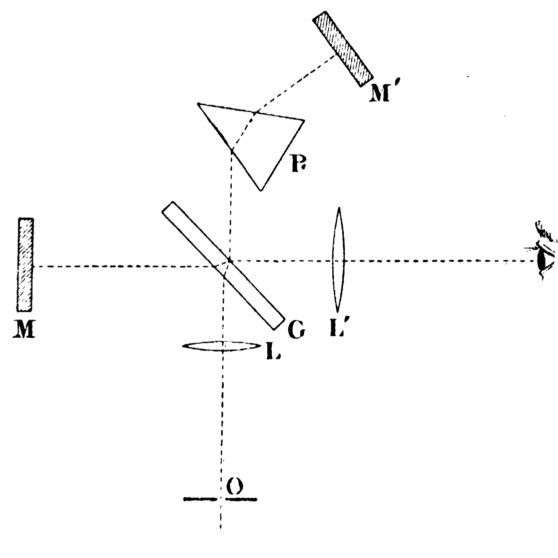


Fig. 36.

une lampe au mercure donne un faisceau parallèle de lumière monochromatique. La lame à faces parallèles G, légèrement argentée sur sa face de droite, divise l'onde plane incidente en deux ondes planes, l'une réfléchie l'autre transmise. La première vient se réfléchir sur M et traverse G; l'autre traverse le prisme à essayer P, se réfléchit sur M', traverse une seconde fois P et, se réfléchissant sur G, se superpose à la première. L'ensemble tombe sur une lentille L' qui fait converger les deux faisceaux en un point où l'on place l'œil.

Si le prisme P est parfait à tous égards (faces planes et matière homogène), les ondes qui interfèrent sont planes l'une et l'autre; on obtient des franges rectilignes, que l'on peut élargir à volonté en agissant sur l'orientation de l'un des miroirs M ou M'. Toute imperfection du prisme se traduit par une bosse ou un creux de la surface de l'onde qui l'a traversé, et par une déformation des franges. La forme de ces franges indique les retouches à faire subir au prisme pour le rendre

parfait. Même si la matière n'est pas homogène, on arrivera ainsi à compenser, par la forme non plane des faces, les défauts d'homogénéité du prisme, du moins sous l'incidence employée et pour l'espèce de lumière dont on s'est servi.

L'essai d'un objectif se fait d'une manière analogue, en le plaçant sur le faisceau qui a traversé G et disposant le miroir M′ dans son plan focal. En inclinant l'objectif on peut en faire l'essai sous toutes les incidences et en déceler, avec une grande précision, toutes les aberrations. On renverra aux mémoires de M. Twyman pour le détail des procédés opératoires.

29. Méthode de Michelson pour la vérification des instruments. — Cette méthode peut, elle aussi, être considérée comme donnant la forme de l'onde qui émerge d'un instrument d'optique; les renseigne-

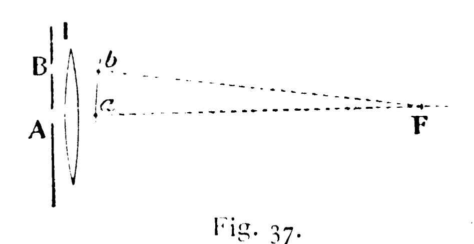


Fig. 37.

ments qu'elle donne sont moins immédiats et moins complets que ceux obtenus par la méthode précédente, mais elle est beaucoup plus simple, et peut être appliquée même à des appareils de très grande ouverture pour lesquels les autres méthodes interférentielles seraient impraticables et que l'on étudie d'ordinaire par la méthode de Foucault. M. Michelson a appliqué sa méthode à l'examen des grands miroirs concaves [**54**]. M. Cotton a montré que l'on peut l'utiliser pour l'examen d'appareils d'optique complets [**55**].

Soit, pour simplifier l'exposé, à examiner un objectif L (fig. 37). Faisons tomber sur lui une onde plane (un faisceau de rayons parallèles), ce qui suppose que l'on dispose d'un point lumineux très éloigné ou d'un collimateur parfait ayant une ouverture au moins aussi grande que celle de L. Sur l'objectif, plaçons un écran percé de deux ouvertures, l'une A au centre de la lentille, l'autre B excentrée. Dans le plan focal on obtiendra un système de franges, que l'on observera au moyen d'un oculaire ou d'un microscope; avec une croisée de fils on peut repérer la position de la frange centrale. Si l'objectif est parfait, l'onde qui en sort est exactement sphérique, et le centre de cette onde est sur la frange centrale. On peut alors déplacer l'ouverture B d'une manière quelconque

sans que la frange centrale quitte la croisée dès fils. Si la frange centrale se déplace, c'est que l'onde n'est pas une sphère ayant pour centre la croisée des fils; ou bien la mise au point est mauvaise, ou bien l'onde n'est pas sphérique. Par tâtonnement, on cherchera la mise au point qui donne les moindres déplacements; les déplacements restants indiquent que l'onde n'est pas sphérique et font connaître la quantité dont la surface d'onde s'écarte de la sphère. Soient, en effet, a et b les deux points de la surface d'onde qui correspondent aux ouvertures A et B, soit F la croisée des fils qui sert à repérer les franges. La différence de marche des mouvements qui parviennent en F est

$$\delta = \mathrm{F}\,b - \mathrm{F}\,a.$$

Si la croisée des fils est non pas sur la frange centrale mais au point où l'ordre d'interférence est p on a

$$\mathrm{F}\,b - \mathrm{F}\,a = p\,\lambda. \tag{1}$$

On a mis la croisée des fils sur la frange centrale lorsque B est en un certain point B_0; alors

$$\mathrm{F}\,b_0 - \mathrm{F}\,a = 0. \tag{2}$$

D'où

$$\mathrm{F}\,b - \mathrm{F}\,b_0 = p\,\lambda.$$

Le déplacement des franges fait donc connaître, en longueurs d'onde, les variations de rayon vecteur de la surface d'onde, compté à partir de la croisée des fils. On pourra donc construire la carte topographique de la surface d'onde (ou plutôt de ses écarts avec la sphère), et en déduire les retouches à faire subir à l'objectif pour le rendre parfait.

Il est à remarquer que les franges sont parfois très fines et doivent être examinées avec un microscope à fort grossissement. Si l'on désigne par D la distance A B, par R le rayon de courbure de l'onde après qu'elle a traversé l'objectif (distance focale de cet objectif) la distance de deux franges brillantes consécutives (inter-frange) est

$$x = \frac{\mathrm{R}\,\lambda}{\mathrm{D}}.$$

Lorsque l'écran B arrive au bord de l'objectif, $\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{R}}$ devient égal à la moitié de l'ouverture numérique de l'objectif; si ω est cette ouverture, on a alors

$$x = \frac{2\,\lambda}{\omega}.$$

Pour un objectif très ouvert, x devient ainsi fort petit; pour $\omega = \frac{1}{5}$ on aura à peu près $x = 5\,\mu$.

La méthode de Michelson ne paraît pas avoir été souvent employée par les praticiens; elle mériterait d'être prise en considération par eux.

30. Déplacement et déformation des surfaces liquides. — La surface libre d'un liquide peut servir de surface réfléchissante. En plaçant au-dessus d'elle une surface de verre maintenue à une petite distance on obtient une lame mince qui, en lumière monochromatique, donne des lignes d'égale épaisseur. Le moindre déplacement, la plus petite déformation de la surface sont rendus visibles et peuvent être exactement mesurés. Citons quelques applications.

Dans ses belles études sur les tourbillons cellulaires qui se forment dans les couches liquides chauffées par le bas, M. Bénard [**56**] a étudié la déformation de la surface qui résulte des mouvements de circulation du liquide. L'une des méthodes employées était la méthode interférentielle. Au-dessus de la surface libre du liquide était disposée une surface de verre, laissant un intervalle d'environ 2 millimètres. La lame ainsi constituée était éclairée par un faisceau de lumière parallèle monochromatique; on se servait de la lumière d'une lampe à vapeur de mercure, en employant la radiation verte pour les observations visuelles et la raie violette pour la photographie. On a pu ainsi observer et mesurer la curieuse série de bosses et de creux qui se forment sur la surface, correspondant à des dénivellations qui dépassent rarement 1 micron.

Dans le dispositif de M. Bénard, la surface du liquide est recouverte par la surface de verre très voisine qui sert de plan de référence. Dans certains cas, il peut être utile de laisser la surface du liquide entièrement libre, pour faire agir plus commodément les actions que l'on veut étudier. La surface de référence sera alors placée à l'intérieur du liquide, en employant par exemple le dispositif représenté schématiquement dans la figure 38. Le liquide est contenu dans la cuve A au fond de laquelle est fixée la lentille L de très faible courbure, dont la surface supérieure est très légèrement argentée (1). Les franges sont produites par la mince couche liquide qui se trouve au-dessus de cette surface. Pour observer correctement ces franges sous l'incidence normale on se servira du dispositif décrit § 10. La lumière provenant de la lampe Hewitt H est renvoyée par la glace G à 45° ; la lumière réfléchie

(1) Il est utile d'argenter cette surface, parce que le pouvoir réflecteur du verre nu, immergé dans un liquide, est trop faible. On fera une argenture très mince, de telle manière que le pouvoir réflecteur de la surface argentée ne soit pas trop grand par rapport à celui de la surface libre du liquide.

sur la surface du liquide traverse G, puis la lentille M dont un foyer est sur la surface du liquide. A l'autre foyer on place un écran percé d'une petite ouverture O derrière laquelle on place l'œil. On obtient ainsi des franges parfaitement nettes, sous forme d'anneaux concentriques; le moindre changement dans le niveau du liquide se traduit par une contraction ou une dilatation des anneaux. Dans le calcul des déplacements, il ne faudra pas oublier que l'indice de réfraction du liquide intervient. Si μ est cet indice, chaque frange qui passe correspond à un déplacement $\frac{\lambda}{2\mu}$.

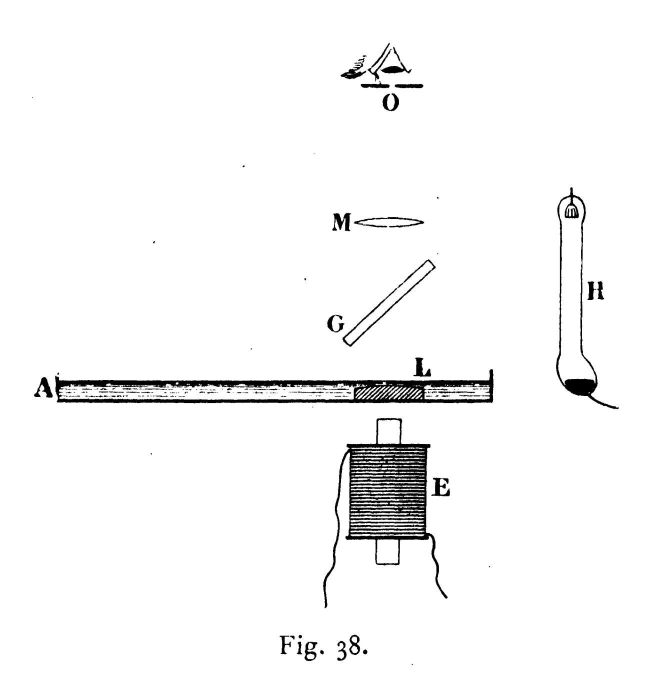


Fig. 38.

Il faut, naturellement, se mettre à l'abri des trépidations, d'ailleurs fortement amorties par la viscosité si la couche liquide au-dessus de L est de très faible épaisseur. L'expérience est très facile avec de l'huile; elle est un peu plus difficile avec un liquide plus mobile, comme l'eau.

Parmi les applications possibles de ce dispositif, je citerai la suivante que j'ai fait réaliser comme travail pour des élèves, et qui pourrait être intéressante pour des mesures précises. Elle a pour but de mettre en évidence et de mesurer le diamagnétisme des liquides et le magnétisme de l'oxygène en employant des champs relativement très faibles. Reprenons le dispositif de la figure 38 et, au moyen d'un électro-aimant E, produisons un champ magnétique dans la région où se trouve la lentille L. Si le liquide qui est dans la cuve est diamagnétique, la production du champ aura pour effet d'abaisser le niveau en L et de le faire

monter dans les autres parties de la cuve; cette ascension sera très faible si la cuve est de grande dimension. Dans une région opposée de la cuve on place un second dispositif optique identique, mais sans électro-aimant; l'observation des franges dans les deux systèmes fait connaître la dénivellation. Dans le cas de l'eau surmontée d'un gaz inerte, un champ de 250 gauss suffit à provoquer le passage d'une frange, donnant un effet parfaitement visible. Un champ de 2 000 gauss fera passer plus de 60 franges, produisant une dénivellation que l'on peut mesurer avec une grande précision. Si l'on remplace le gaz inerte qui surmonte le liquide par de l'oxygène, on constate facilement que l'effet est augmenté. Je n'ai pas essayé de faire des mesures précises; on pourrait sans doute, en prenant quelques précautions, faire ainsi de bonnes mesures sur la constante magnétique de l'eau et sur celle des gaz magnétiques. On serait à l'abri des erreurs pouvant résulter des effets capillaires dans les tubes.

Comme exemple de faibles variations d'un niveau liquide étudiées au moyen des interférences, je citerai encore les belles expériences faites récemment par M. Michelson sur les variations de niveau produites par l'attraction du soleil et de la lune.

En un lieu donné, la verticale subit de très légères déviations dues à l'attraction de ces deux astres ; ce sont ces variations qui, agissant sur la surface des mers, produisent le phénomène des marées. Si l'écorce terrestre était parfaitement rigide, les variations de la verticale pourraient être facilement calculées; l'amplitude de l'oscillation angulaire atteindrait au maximum $0'',04$; sur un pendule de 150 mètres de long le déplacement de l'extrémité libre atteindrait au maximum 30 microns. Mais en réalité la terre ne se comporte pas comme un solide invariable; son écorce se déforme plus ou moins sous l'action de ces variations, et les changements apparents de la verticale sont, de ce fait, plus ou moins atténués; les changements apparents seraient complètement annulés si la terre se comportait comme un corps fluide, tandis qu'ils conserveraient toute la valeur calculée si notre planète était parfaitement rigide. Il est donc intéressant d'observer les petites variations de la verticale et de comparer les valeurs observées avec les valeurs théoriques, pour en déduire des indications sur la rigidité de notre planète.

Les variations de la verticale sont très faibles. Elles ont pu, cependant, être mises en évidence au moyen d'un pendule mobile autour d'un axe presque vertical, ce qui a pour effet d'amplifier énormément les variations. Michelson a réussi à les mesurer d'une manière beaucoup plus directe et beaucoup plus sûre, en étudiant les variations de niveaux produites dans un long canal contenant de l'eau; cela revient, en somme, à étudier la marée produite dans un canal, en se plaçant

dans des conditions où sont évitées toutes les perturbations qui compliquent le phénomène naturel des marées.

Un tube de 15 centimètres de diamètre et de 150 mètres de longueur est placé horizontalement et enterré dans le sol à 12 mètres de profondeur, pour éviter l'effet des variations de températures. Le tube contient de l'eau, sur la moitié environ de son diamètre, et se termine par deux cuves, auxquelles on peut accéder par deux puits. Les variations de la verticale se traduiront par une légère oscillation du liquide, et par suite par de petites variations de niveau dans les deux cuves; on doit s'attendre à observer, dans chaque cuve, des variations atteignant au plus une dizaine de microns.

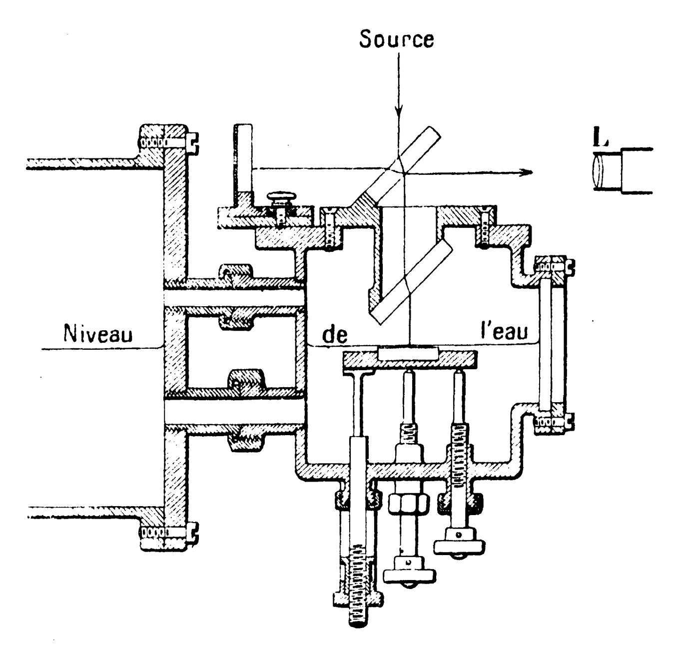


Fig. 39.

Dans les premières expériences [57], chaque niveau était repéré au moyen d'un microscope, en visant l'image d'une pointe immergée, produite par la surface libre du liquide fonctionnant comme miroir. Les observations définitives [58] ont été faites par interférences. Le dispositif interférentiel était celui qui a été imaginé par Michelson et qui a été décrit § 12. La figure 39 donne le schéma de l'appareil. On y voit le miroir à 45° qui agit comme séparateur d'ondes, le compensateur et les deux miroirs sur lesquels se réfléchissent les deux faisceaux. Le miroir inférieur est immergé dans l'eau, laissant au-dessus de lui une couche liquide d'environ $0^{mm},5$ d'épaisseur. Si le niveau varie, l'épaisseur de liquide traversé change et (bien qu'aucune des surfaces réflé-

chissantes ne se soit déplacée) la longueur optique du chemin suivi par le rayon se modifie. Le déplacement des franges accuse donc toute variation de niveau. Soit μ l'indice de réfraction de l'eau et λ la longueur d'onde de la lumière employée. Un déplacement x de la surface libre a pour effet de remplacer une longueur x d'air par une égale longueur d'eau, et comme cette épaisseur est traversée deux fois, il en résulte le passage d'un nombre de franges égal à $\frac{2(\mu-1)x}{\lambda}$. Avec la radiation employée ($\lambda = 0\,\mu{,}436$) un déplacement de $0\,\mu{,}64$ produit le passage d'une frange (1).

Les franges, produites par la radiation violette d'une lampe Cooper Hewitt, sont projetées au moyen de la lentille L sur une fente derrière laquelle se déroule un film photographique; les variations des franges sont ainsi enregistrées d'une manière continue, et l'on peut tracer d'une manière ininterrompue la courbe d'oscillation du niveau. Deux appareils identiques sont continuellement en service; dans l'un, le tube est orienté dans la direction nord-sud, et dans l'autre est-ouest.

Les courbes obtenues montrent avec une netteté parfaite les oscillations dues à l'attraction du soleil et de la lune. La comparaison entre les variations observées et les valeurs calculées dans l'hypothèse d'une rigidité complète de l'écorce terrestre montre que l'effet observé n'est qu'une fraction de l'effet calculé; comme résultat final, cette fraction a été trouvée égale à 0,69. La partie solide de la terre subit donc, elle-même, l'effet de l'attraction des astres; elle est le siège d'une véritable marée, qui vient en déduction de la marée apparente observée sur les masses liquides.

31. Emploi des lames argentées dans les mesures de petits déplacements. — Les applications que l'on vient de décrire ont été faites avec des interférences ordinaires, à deux ondes seulement. Il y a avantage, dans beaucoup de cas, à employer les interférences à ondes multiples que donnent les lames argentées. La surface fixe et la surface mobile seront alors toutes deux recouvertes d'une mince couche d'argent, et l'on observera les franges par transmission, ce qui est souvent plus commode que l'observation par réflexion. L'extrême finesse des lignes brillantes permet alors de déterminer leur position avec une grande précision; dans de bonnes conditions on peut les repérer à 1/1000 de

(1) En employant le dispositif représenté par la figure 38, où la surface libre du liquide agit comme surface réfléchissante, la sensibilité est quatre fois plus grande (une frange pour un déplacement de $0\,\mu{,}16$). Étant donné la grandeur des déplacements, la méthode employée par MICHELSON donne une sensibilité bien suffisante pour le cas actuel.

frange près, ce qui rend observables des déplacements de l'ordre de 1/4000 de micron. Naturellement une telle précision n'a de sens que si l'appareil possède une stabilité absolue et si toute cause de déplacement accidentel est éliminée.

Parmi les applications de cette méthode il faut citer les recherches de M. Gruneisen [**42**; **43**; **44**] sur les déformations élastiques des métaux. Pour étudier l'allongement d'une tige, une glace argentée est fixée en un point défini de la tige, tandis qu'une autre glace est fixe; on observe les franges produites par le passage de la lumière à travers cet ensemble.

32. Détermination des numéros d'ordre de franges. — Quel que soit le dispositif interférentiel employé, le déplacement que l'on mesure produit un mouvement des franges, et l'on aura à compter les franges qui passent en un point du champ. Tant que les déplacements sont très lents et extrêmement petits, cette opération ne présente aucune difficulté; mais il n'en est pas toujours ainsi. Pour un déplacement atteignant seulement $0^{mm},1$, il passe environ 400 franges; si le déplacement n'est pas excessivement lent il est impossible de les compter, et en tout cas des erreurs sont facilement commises.

La difficulté sera évitée si l'on trouve une méthode permettant de déterminer directement le numéro d'ordre d'une frange observée; on fera cette détermination sur les franges visibles avant et après le déplacement et, sans avoir à s'occuper de ce qui s'est passé pendant le mouvement, la valeur du déplacement sera connue.

Tant que l'on se borne à employer une seule radiation monochromatique le problème ainsi posé est insoluble; les franges successives sont absolument identiques entre elles, et rien ne permet de les distinguer les unes des autres. En reprenant la comparaison de Fizeau entre un rayon lumineux et un micromètre, on pourrait dire que les divisions, représentées par les ondulations lumineuses, sont admirables de finesse et de précision; mais les traits sont tous pareils, et aucun numérotage n'existe; l'inconvénient est d'autant plus grave que la graduation est plus fine.

Le problème n'est plus insoluble si l'on emploie plusieurs radiations simples, correspondant à des graduations inégalement serrées; la comparaison des interférences données par ces diverses radiations permet de retrouver le numéro d'ordre d'une frange, comme si certains traits du micromètre avaient été marqués d'un signe distinctif.

33. Méthode des excédents fractionnaires. — Prenons un phénomène d'interférences à deux ondes et soit, en un point du champ, δ la différence de marche des deux rayons qui interfèrent. Si λ est la lon-

gueur d'onde de la lumière employée, l'*ordre d'interférence* en ce point sera $p = \frac{\delta}{\lambda}$. On peut mettre p sous la forme $P + \varepsilon$, en désignant par P la partie entière et par ε l'excédent fractionnaire, compris entre o et 1. Le point considéré est alors compris entre les franges d'ordre P et $P + 1$. Le nombre entier P n'est pas connu, mais l'excédent fractionnaire est facile à déterminer en repérant le point par rapport aux franges voisines.

Pour une autre radiation λ', on aura de même

$$p' = P' + \varepsilon' = \frac{\delta}{\lambda'}.$$

Par suite

$$p' = P' + \varepsilon' = (P + \varepsilon)\frac{\lambda}{\lambda'}.$$

De même pour une troisième radiation, et ainsi de suite.

On mesurera les divers excédents fractionnaires ε, ε', ε''... On connaît d'autre part, d'après ce que l'on sait sur les données de l'expérience, une valeur approchée de P. On donnera successivement à P toutes les valeurs entières possibles, et pour chacune d'elles on calculera les valeurs de p' p'', etc.; la valeur qui convient est celle pour laquelle les excédents fractionnaires ont les valeurs données par l'expérience.

Donnons un exemple emprunté au travail de M. Benoit [**63**]. Les observations ont été faites au moyen des quatre radiations du cadmium, dont les longueurs d'onde sont :

6438,4696 (rouge);
5085,8220 (verte);
4799,9088 (bleue);
4678,150 (violette).

L'observation des franges a donné les valeurs suivantes des excédents fractionnaires :

ROUGE	VERTE	BLEUE	VIOLETTE
0,82	0,00	0,79	0,93

On savait d'autre part que le numéro d'ordre en lumière rouge était voisin de 31 050. On fait alors le tableau suivant qui donne, pour chaque valeur admissible de l'ordre d'interférences en rouge, les valeurs correspondantes de l'ordre d'interférence pour les trois autres radiations.

ROUGE	VERT	BLEU	VIOLET
31 048,82	39 306,70	41 648,06	42 732,04
49,82	07,97	49,40	33,41
50,82	09,23	50,74	34,79
51,82	10,50	52,08	36,17
52,82	11,76	53,42	37,54
53,82*	13,03*	54,77*	38,92*
54,82	14,30	56,11	40,30
55,82	15,56	57,45	41,67
56,82	16,83	58,79	43,05
57,82	18,09	60,13	44,42
58,82	19,36	61,47	45,80
31 059,82	39 320,63	41 662,81	42 747,18

Il est évident qu'il n'y a aucune ambiguïté sur les valeurs à choisir, les seules qui correspondent aux observations étant celles qui sont marquées d'un astérisque. On pourrait, en supposant plus grande l'incertitude sur le numéro d'ordre, prolonger beaucoup ce tableau sans trouver d'autre valeur acceptable.

Il n'y a rien à changer dans le cas où l'on observe des interférences à ondes multiples; la finesse des franges augmente la précision des mesures d'excédent fractionnaire. La méthode est applicable aussi bien à des franges de lames minces (courbes d'égale épaisseur) qu'à des anneaux à l'infini produits par une lame à faces parallèles. Dans le premier cas, on déterminera la position d'un repère par rapport aux franges voisines; dans le second cas le point choisi sera le centre des anneaux, et l'excédent fractionnaire sera déterminé par une mesure de diamètre d'anneau (voir § 16).

34. Méthode des coïncidences. — La méthode des excédents fractionnaires donne des résultats très sûrs; elle n'a d'autre inconvénient que d'exiger toute une série de déterminations d'excédents fractionnaires, et cela n'est possible que si les franges sont parfaitement stables et ne subissent pas le moindre déplacement pendant le temps assez long qu'exigent ces mesures. Dans le cas des franges fines données par les lames argentées on peut employer la méthode des coïncidences, qui permet de reconnaître à leur simple aspect, sans aucune mesure, certaines franges dont les numéros d'ordre sont calculables d'avance [**28**; **64**]. On se trouve dans des conditions analogues à celles d'un micromètre où certains traits connus sont marqués d'un signe distinctif.

Prenons un appareil interférentiel à lames argentées, et éclairons-le par deux radiations monochromatiques, de longueurs d'onde λ et λ', et supposons $\lambda > \lambda'$. Les deux radiations donnent leurs systèmes de

franges, qui se superposent sans se fondre à cause de la finesse des lignes brillantes; ces franges ont la même forme générale, mais elles sont inégalement serrées, celles qui correspondent à la plus petite longueur d'onde étant les plus serrées. Supposons que la différence de marche soit d'abord très faible et augmente progressivement; les deux systèmes de franges d'abord confondus se séparent peu à peu; il arrive bientôt un moment où une frange de l'un des systèmes est exactement intercalée entre deux franges de l'autre, puis il y a de nouveau *coïncidence* des deux espèces de franges. Cela se produira pour la première fois lorsque les ordres d'interférence correspondant aux deux radiations diffèrent exactement d'une unité; en appelant δ la différence de marche correspondante on aura alors

$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{\delta}{\lambda'} + 1,$$

et par suite

$$\delta = \frac{\lambda' \lambda}{\lambda' - \lambda}.$$

L'ordre d'interférence correspondant pour la radiation λ sera

$$\pi = \frac{\lambda'}{\lambda' - \lambda}.$$

Les quantités δ ou π s'appelleront *période* des coïncidences de ces deux radiations, la première exprimée en unité de longueur, la seconde en nombre de franges de la radiation λ.

Pour des différences de marche multiples de la période, il y a de nouveau coïncidence; il est donc facile de calculer les franges pour lesquelles il y a coïncidence. Pour les différences de marche qui s'obtiennent en multipliant la période par un nombre entier plus un demi, les franges de l'un des systèmes sont exactement intercalées entre celles de l'autre, et il y a *discordance*.

La période est d'autant plus courte que les deux radiations sont plus éloignées dans le spectre. Prenons d'abord comme exemple la radiation verte et la radiation rouge du cadmium. La période est de 4,76 exprimée en franges vertes. Les coïncidences se reconnaissent alors avec la plus grande facilité et sans la moindre incertitude; l'observation est facilitée par ce fait que les deux systèmes de franges étant de couleurs très différentes, il est impossible de les confondre. La figure 40 indique les positions des deux systèmes de frange à partir de la frange d'ordre 0. Si un nombre entier est multiple exact de la période, la frange verte ayant ce numéro coïncidera exactement avec une frange rouge; c'est ce qui a lieu très sensiblement pour le multiple 4, qui donne à très peu

près 19; la 19[e] frange verte coïncide avec la 15[e] frange rouge. On dit qu'il y a là une coïncidence exacte. D'autres multiples de la période ne donnent pas un nombre entier; par exemple le produit par 3 donne 14,28; il y a alors une coïncidence inexacte, et l'examen de la figure montre en quoi cela consiste : la 15[e] frange verte est bordée de rouge vers la droite et la 14[e] est bordée de rouge vers la gauche. Ces différents aspects sont immédiatement reconnaissables. En somme, le phénomène des coïncidences a pour effet de donner un aspect particulier à certaines franges, qui se reproduisent à peu près de 5 en 5, et encore ces franges particulières n'ont-elles pas toutes exactement le même aspect.

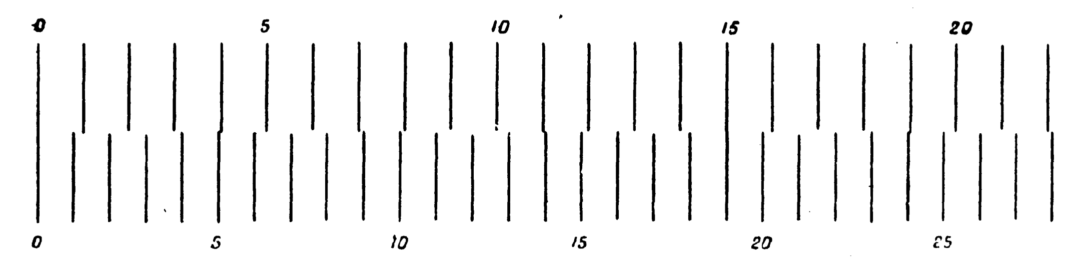


Fig. 40.

La période est d'autant plus longue que les radiations sont plus voisines. Lorsqu'elle dépasse une quinzaine de franges, il est plus commode d'observer les discordances, qui se déterminent encore sans ambiguïté. Lorsque la période devient encore plus grande, l'écartement des franges des deux systèmes étant très peu différent, l'observation des discordances ne se fait plus qu'à quelques unités près.

Voici les valeurs de quelques périodes utiles dans les déterminations de numéro d'ordre :

Vert et rouge du Cd	4,759901	franges vertes du Cd ;
Vert et bleu du Cd	16,78799	
Les deux raies jaunes du Hg.	290,48	franges vertes du Hg ;
Vert et jaune moyen du Hg.	18,0987	franges vertes du Hg.
Vert et violet du Hg	3,953415	

L'observation des coïncidences permet de trouver un numéro d'ordre de franges, pourvu que l'on en connaisse d'avance une valeur même grossièrement approchée. Plus commodément encore, elle permet de retrouver avec certitude un numéro d'ordre qui a déjà été déterminé mais qui a pu varier de quelques unités. Aucune mesure n'est nécessaire, le simple examen de l'aspect des franges suffit, et il n'est pas nécessaire qu'elles aient une parfaite fixité.

35. Emploi des franges de superposition; lames étalons ou compensateurs. — Dans certains cas, l'emploi des coïncidences est encore trop lent. On peut mesurer par interférence une épaisseur d'une manière presque instantanée sans employer de lumière monochromatique, par l'emploi des franges de superposition, qui permettent de comparer l'épaisseur cherchée avec des épaisseurs connues.

Lorsqu'un faisceau de lumière blanche traverse une lame à faces argentées on n'obtient aucun phénomène d'interférence observable, à moins que l'épaisseur de la lame ne soit excessivement faible. Mais lorsque deux lames d'épaisseurs égales ou très peu différentes sont placées à la suite l'une de l'autre et traversées successivement par le même faisceau de lumière blanche, on obtient les franges colorées. On peut considérer la seconde lame comme *compensant* la différence de marche produite par la première [**28**].

Soient A et A′ les deux lames, dont les épaisseurs sont e et e'. Un faisceau de lumière les traverse normalement. Parmi les ondes qui émergent nous aurons, en particulier, les deux suivantes : l'une qui a traversé directement A et s'est réfléchie deux fois dans A′; l'autre qui, inversement, s'est réfléchie deux fois dans A et a traversé directement A′. Leur différence de marche est $2e - 2e'$. Elle est nulle si $e = e'$. Si les épaisseurs varient d'un point à un autre, on aura, en lumière blanche, un système de franges, dont la frange centrale blanche dessine le lieu des points tels que $e = e'$. L'observation de ces franges permet donc de juger, avec une extrême précision, de l'égalité de deux épaisseurs.

Pour observer ces franges sous la forme indiquée ici (courbes d'égale épaisseur), on emploiera le dispositif suivant (fig. 41). A et A′ sont deux lames à faces argentées, de faible épaisseur; l'une d'elles est une lame en forme de coin, décrite plus haut sous le nom de lame étalon (voir § 16). Le système optique P projette sur A′ l'image de A; le tout est traversé par un faisceau parallèle de lumière blanche provenant de l'arc électrique S, et l'on observe au moyen d'une loupe ou d'un viseur le phénomène localisé dans la lame A′. De cette façon, à chaque point du champ correspond une valeur déterminée de e' et aussi une valeur déterminée de e, puisque l'image de A se trouve sur A′. En faisant glisser dans le sens de sa longueur la lame étalon A′, on voit apparaître le système de franges lorsqu'on arrive à la région de la lame étalon qui a la même épaisseur que A. La frange centrale blanche indique les points où les épaisseurs sont égales; on peut repérer sa place sur la graduation de A′. Si celle-ci a été étudiée une fois pour toutes, on en déduit immédiatement l'épaisseur e. L'observation est, sans doute, un peu moins précise que la mesure directe en lumière monochromatique, mais elle est instantanée, et n'exige pas l'emploi de lumière monochromatique, si ce n'est

pour vérifier la lame étalon, vérification qu'il faut faire de temps en temps. Il est bon, sans que cela soit indispensable, que le système optique P soit un système afocal, afin que le faisceau parallèle qui a traversé A traverse aussi A' sous forme de faisceau parallèle.

Les franges en lumière blanche n'apparaissent pas seulement lorsque les deux épaisseurs sont égales, mais encore toutes les fois que les deux épaisseurs sont dans un rapport simple. Supposons que les deux épaisseurs soient à peu près dans le rapport $\frac{m'}{m}$, m' et m étant deux nombres entiers, que l'on peut supposer premiers entre eux. Parmi les rayons qui traversent le système, on peut en particulier considérer les deux suivants : l'un a traversé directement la lame A et s'est réfléchi

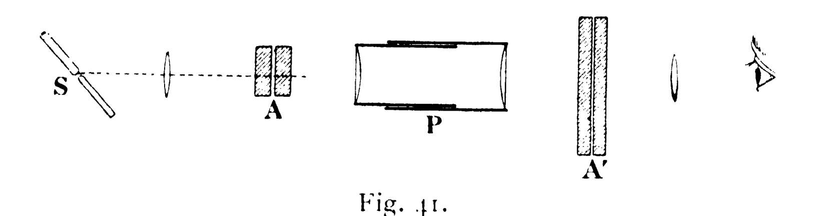


Fig. 41.

$2m$ fois dans A'; l'autre s'est réfléchi $2m'$ fois dans la lame A et a traversé directement A'. La différence de marche entre ces deux rayons est $2(m'e - me')$. Cette quantité sera très petite dans les conditions où nous nous sommes placés ; on aura donc un système de franges en lumière blanche, dont la frange centrale blanche dessine le lieu des points tels que l'on ait $\frac{e'}{e} = \frac{m'}{m}$.

On observe ainsi sans difficultés les franges correspondant aux rapports d'épaisseurs 1, 2, 3,..... 1/2, 1/3..... 2/3, 3/2, 3/4 et même des rapports plus compliqués, comme 1/10, etc. Toutefois, à mesure que le rapport des épaisseurs devient moins simple, les franges sont plus pâles, parce qu'elles sont dues à l'interférence de rayons ayant subi un plus grand nombre de réflexions, et qu'une partie importante de la lumière blanche ne peut interférer. La théorie complète [**28**; **62**], faisant intervenir tous les rayons qui ont traversé le système, conduit aux résultats suivants : c'est la quantité $m + m'$ qui règle la netteté des franges. Si l'on désigne par f le pouvoir réflecteur des surfaces argentées (que l'on suppose toutes identiques) l'aspect des franges est le même que celles que donnerait une lame mince unique dont les faces auraient le pouvoir réflecteur $f^{m+m'}$. Si, par exemple, on prend des surfaces ayant comme pouvoir réflecteur 0,75, les franges correspondant au rapport 1/10 auront le même aspect que celles que donne une simple lame mince exa-

minée par transmission ayant comme pouvoir réflecteur $(0,75)^{n} = 0,04$. Ce nombre est à peu près le pouvoir réflecteur du verre nu; les franges par transmission sont pâles mais cependant bien visibles.

36. Applications. — Nous retrouverons les franges de superposition à propos des mesures de grandes épaisseurs, où elles offrent des ressources précieuses en les employant sous forme de courbes d'égale inclinaison. Pour le moment, indiquons seulement une application des lames étalons.

M. Mesnager a réussi, au moyen des lames étalons, à étudier les déformations élastiques des diverses pièces d'un pont métallique, non pas par des mesures au laboratoire mais par des mesures sur la construction terminée [**45**]. Le problème est d'une grande importance pratique; les calculs relatifs aux efforts que subissent les diverses parties d'une grande construction métallique présentent toujours quelques incertitudes; si l'on mesure l'allongement que subit une petite longueur prise sur une pièce donnée, on calculera sans difficulté l'effort auquel la pièce est réellement soumise. M. Mesnager mesure cet allongement sur une longueur de 50 millimètres seulement. Les deux glaces argentées qui comprendront entre elles la lame mince sont reliées mécaniquement à deux points déterminés sur la pièce à étudier. Au moyen d'une lame étalon on produit les franges de superposition, et l'on note la position de la frange blanche. Ayant ensuite chargé la construction métallique, on mesure le déplacement de cette frange. Une traction de 1 kilo par millimètre carré sur une pièce d'acier produira, sur la longueur de 50 millimètres, un allongement d'environ $2\mu,5$, correspondant à un déplacement de 10 franges environ, et par suite parfaitement mesurable.

37. Applications aux instruments de mesure. — Dans la plupart des instruments de mesure on observe finalement le déplacement d'un équipage mobile; en dernière analyse c'est presque toujours une longueur que l'on observe. Dans les appareils industriels, qui doivent être lus d'un simple coup d'œil, on est obligé d'amplifier assez le déplacement pour qu'il soit lisible à l'œil nu, même d'une certaine distance. La même nécessité n'existe pas pour les appareils de laboratoire, et il semble que, dans bien des cas, il y aurait avantage à se contenter de très petits déplacements, que l'on mesurerait avec précision. L'emploi des interférences serait alors tout indiqué. Cette manière d'opérer a été peu employée; en voici cependant un exemple.

En 1897 j'ai réalisé, avec M. Perot, un électromètre absolu mesurant directement des différences de potentiel de quelques dizaines de volts [**59**]. On mesure, en la comparant à un poids, l'attraction qui

s'exerce entre deux surfaces planes très voisines, entre lesquelles on établit la différence de potentiel. La figure 42 donne le schéma de l'appareil. L'attraction se produit entre les deux surfaces planes de verre argentées S et S′; l'une est la face supérieure d'un disque épais exactement cylindrique, à arête vive, ayant 6 centimètres de diamètre; l'autre est la face inférieure d'un disque de diamètre sensiblement plus grand. On peut alors calculer exactement l'attraction que les deux plateaux exercent l'un sur l'autre lorsqu'on connaît la distance qui sépare les deux surfaces ainsi que le diamètre du disque cylindrique. Les deux surfaces sont amenées au parallélisme exact en examinant les franges d'interférence que produit la lame mince comprise entre elles lorsqu'on la fait traverser par un faisceau de lumière monochromatique. La distance qui les sépare, qui est de l'ordre de 0,1 millimètre, est mesurée au moyen d'une lame étalon.

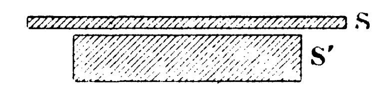


Fig. 42.

Les choses étant ainsi disposées, si l'on établit entre les deux plateaux une différence de potentiel, il se produit une attraction. Le plateau supérieur est porté par des ressorts ; il se rapproche alors du plateau inférieur. Au même moment, on enlève une légère surcharge qui était posée sur le plateau supérieur. Si le poids de cette surcharge est exactement égal à l'attraction électrostatique, la distance des plateaux ne change pas. On règle par tâtonnement la différence de potentiel pour qu'il en soit ainsi; cette différence de potentiel peut alors être calculée en unités électrostatiques. Il est facile de lui comparer, par la méthode potentiométrique classique, telle différence de potentiel que l'on veut, qui se trouve ainsi connue en unités électrostatiques.

L'appareil a été employé à la mesure électrostatique de piles étalons. Comme la force électromotrice de ces appareils a été, d'autre part, mesurée en unités électromagnétiques, la mesure fait connaître le rapport des unités.

Sur un principe analogue un appareil non absolu, mais dont la constante peut être déterminée une fois pour toutes, a été construit [**60**]; cet appareil permet de faire de bonnes mesures entre 30 et 70 volts. Son maniement trop délicat l'a empêché de se répandre dans les laboratoires; il ne peut être regardé que comme une curiosité.

B — Applications métrologiques

38. Caractères généraux de ces applications. — Dans les applications dont on a parlé jusqu'ici, on n'avait pas à considérer la mesure de longueurs contenant un nombre excessivement grand de longueurs d'onde ; ce nombre n'était généralement pas supérieur à quelques centaines. Aussi ces applications ont-elles pu être réalisées sans employer des interférences d'ordre extrêmement élevé, sans qu'il soit indispensable de rechercher des sources donnant des raies très fines et sans qu'il soit nécessaire de connaître les longueurs d'onde avec une rigoureuse précision.

Les applications dont nous allons maintenant parler rentrent plus directement dans le domaine de la métrologie ; elles conduisent à mesurer des longueurs se chiffrant par centimètres, par décimètres et même par mètres, et contenant par suite des centaines de milliers de longueurs d'onde. Ce sont ces applications qui constituent proprement la métrologie interférentielle.

Toute mesure de longueur consiste à comparer la longueur à mesurer avec un étalon de longueur. Dans la métrologie ordinaire cet étalon est une règle divisée qui a été elle-même comparée plus ou moins directement avec l'étalon qui sert de base au système de mesures (mètre étalon). Dans la métrologie interférentielle, la règle de comparaison est un rayon de lumière monochromatique. On peut trouver à cela les avantages suivants :

1° A cause de l'extrême petitesse de la longueur d'onde, les divisions naturelles que porte le rayon sont excessivement serrées ; elles sont, de plus, rigoureusement égales. La comparaison entre la longueur à mesurer et celle que l'on prend comme étalon peut ainsi être faite avec une grande précision, sans aucune de ces opérations délicates auxquelles donne lieu la vérification des distances successives des traits d'une règle.

2° Si, une fois pour toutes, la longueur d'onde utilisée a été comparée avec le mètre étalon, l'unité employée dans les mesures interférentielles sera parfaitement connue ; sans avoir recours aux gardiens de système métrique, chacun aura à sa disposition, dans le rayon lumineux, une règle divisée d'une irréprochable perfection. Le rayon lumineux peut même servir de garant à l'invariabilité du système métrique et suppléer au besoin, en cas de destruction, aux étalons matériels qui représentent le mètre.

L'idée d'employer les ondes lumineuses en métrologie, et même de prendre une longueur d'onde comme unité fondamentale, est déjà

ancienne. Cette idée n'a pu être réalisée que depuis moins de trente ans, après que la technique des interférences et des sources de lumière monochromatique a été portée à un haut degré de perfection. C'est surtout aux travaux de MICHELSON que ces progrès ont été dus. Après avoir réalisé des sources de lumière donnant des raies très fines et obtenu des interférences à très grande différence de marche, ce physicien aperçut tout de suite la possibilité de faire en longueurs d'onde des mesures de longueurs d'une remarquable précision. Le premier stade de ces applications devait être la détermination précise d'une longueur d'onde par comparaison directe avec le mètre étalon. Cette mesure a été faite en 1893 au Bureau International des Poids et Mesures par M. MICHELSON avec la collaboration de M. BENOIT.

On va décrire, en se bornant aux choses essentielles, cette remarquable mesure.

39. Détermination du mètre en longueurs d'onde par Michelson [61]. — Une série préliminaire de recherches a eu pour but de choisir la source de lumière la plus convenable. On a déjà indiqué (voir § 7) les principaux résultats de cette étude, et l'on y reviendra à propos de la théorie de la largeur des raies. Finalement, on a adopté la lumière émise par la vapeur de cadmium illuminée par la décharge électrique; l'appareil est celui qui est représenté figure 3. Dans le spectre visible, cette source de lumière donne une raie violette, une bleue, une verte et une rouge; c'est cette dernière, la plus fine et la plus simple de toutes, qui servira d'étalon fondamental.

Pour la mesure, aussi bien que pour la recherche préliminaire, l'appareil interférentiel était celui qui a été décrit § 12 et dont le schéma est donné par la figure 15. On rappelle que le phénomène d'interférence est identique à celui qui serait donné par une simple lame dont une face serait le miroir M et l'autre le *plan de référence* M_1. On peut déplacer l'un ou l'autre de ces plans d'un lent mouvement de translation; pour cela, chacun des miroirs M et M′ est porté par un chariot mobile qui glisse sur une glissière parfaitement rectifiée, et qui est mue par une vis micrométrique. Lorsque les deux plans M et M_1 arrivent en coïncidence, on peut voir les franges en lumière blanche; en faisant faire un petit angle à ces deux plans, on obtient un système de franges rectilignes. On peut amener la frange centrale à se confondre avec un trait de repère tracé sur le miroir M; on amène ainsi les deux plans à être, l'un par rapport à l'autre, dans une position parfaitement définie et facile à retrouver avec une grande précision.

On a construit d'autre part un certain nombre d'*étalons* ayant la forme donnée par la figure 43. Chacun d'eux est constitué par une pièce

métallique B supportant deux miroirs exactement parallèles A et A'. La distance de ces deux plans parallèles définit la longueur de l'étalon. Si l'on place un de ces étalons à la place du miroir M (fig. 15) sur le chariot qui le supporte, on peut voir l'un ou l'autre des systèmes de franges correspondant aux deux miroirs de l'étalon. En déplaçant le plan de référence on peut l'amener à coïncider successivement avec ces deux plans, ce qui donne le moyen de déplacer le plan de référence d'une longueur exactement égale à la longueur de l'étalon.

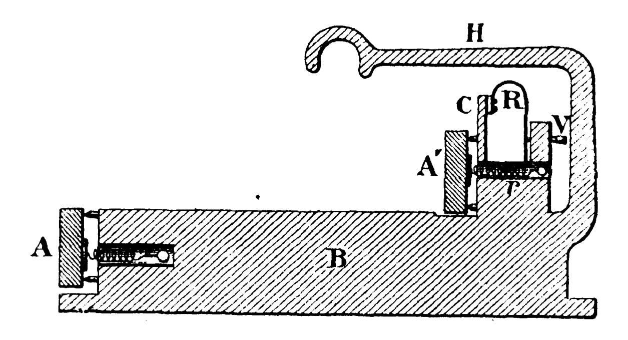


Fig. 43.

On peut aller plus loin et, par des déplacements successifs du plan de référence et de l'étalon, obtenir un déplacement total égal au double ou à un multiple de la longueur de l'étalon. Il suffit d'opérer par transports successifs de l'étalon et du plan de référence, chacun de ces déplacements étant égal à la longueur de l'étalon comme on vient de l'expliquer.

Le plus long des étalons a 10 centimètres de longueur; les autres forment une série décroissante telle que chacun soit sensiblement la moitié du précédent; leur nombre total est de 9; le plus court a, par suite, 0,195 millimètres de longueur.

On détermine successivement, en commençant par le plus petit, le nombre de longueurs d'onde contenues dans chaque étalon. On dispose pour cela de plusieurs moyens, qui se complètent et se contrôlent : 1° On peut compter directement le nombre de franges en lumière monochromatique qui passent lorsqu'on amène le plan de référence successivement en contact avec les deux faces de l'étalon; 2° On peut comparer un étalon avec celui dont la longueur est sensiblement la moitié; 3° On peut appliquer la méthode des excédents fractionnaires par l'observation des franges données par les 4 radiations monochromatiques du cadmium, en utilisant les valeurs approchées des longueurs d'onde qui résultent des opérations précédentes.

On arrive finalement à connaître exactement le nombre de longueurs

d'onde de la radiation rouge contenues dans l'étalon de 10 centimètres. Jusque-là, les mesures ont été purement optiques, et l'étalon métrique n'est pas intervenu. On va maintenant comparer le mètre avec l'étalon de 10 centimètres, dont on connaît exactement la valeur en longueurs d'onde. Pour cela on déplace, 10 fois de sa propre longueur, l'étalon de 10 centimètres, en utilisant le déplacement successif de l'étalon et du plan de référence. Un trait marqué sur l'étalon s'est alors déplacé exactement de 10 fois la longueur de l'étalon, c'est-à-dire d'une longueur exactement connue en longueurs d'onde. Ce déplacement est comparé avec la longueur d'une règle métrique, et le problème se trouve résolu.

Le même appareil peut servir à résoudre le problème inverse : mesurer des longueurs en les comparant à des longueurs d'onde connues. On traitera plus loin de ces applications (voir § 44) ; pour le moment, nous allons décrire la seconde détermination du mètre en longueurs d'onde, après avoir examiné les propriétés des franges de superposition employées dans cette mesure.

40. Franges de superposition produites par les lames à faces parallèles (franges à l'infini). — Pour résoudre les mêmes problèmes, les franges de superposition offrent des ressources intéressantes. Elles permettent, en effet, de comparer entre elles, d'une manière directe et sans aucun déplacement, deux longueurs, pourvu qu'elles soient entre elles dans un rapport voisin d'un rapport simple. Les étalons qui représentent ces longueurs sont de la forme la plus simple et la plus rigide.

Le mode de production de ces franges a été indiqué plus haut (§ 35), lorsqu'on veut les obtenir sous la forme de franges d'égale épaisseur, qui convient dans le cas de lames très minces. Pour les applications que nous avons maintenant en vue, on est amené à employer des étalons à faces rigoureusement parallèles, ayant par suite chacun une épaisseur unique et parfaitement définie. On utilisera alors des franges dues aux variations d'inclinaison des rayons, observées avec une lunette visant à l'infini, de telle manière qu'à chaque point du champ corresponde une direction bien déterminée de rayons. On va étudier la production et les propriétés de ces franges.

Soient (fig. 44) A et A' deux lames d'air à faces argentées, e et e' les épaisseurs, uniformes pour chacune d'elles. Supposons que les faces de la première fassent avec celles de la seconde un petit angle ω. Prenons pour plan de la figure un plan normal aux deux systèmes de faces ; soit CX la normale à leur plan bissecteur, droite qui est également inclinée sur les faces des deux lames.

Supposons d'abord que les deux épaisseurs e et e' soient très peu différentes. Examinons ce qui se passera en un point du champ défini

par une direction qui se projette sur le plan de la figure en C R, droite qui fait avec C X l'angle θ. Le rayon correspondant a traversé les deux lames en faisant avec les normales à leurs faces des angles α et α'. La différence de marche des deux rayons qui interfèrent est

$$\delta = 2\ e \cos \alpha - 2\ e' \cos \alpha'.$$

En remarquant que les angles α et α' sont petits ainsi que la différence $e - e'$, cette expression peut s'écrire

$$\delta = 2\ (e - e') + e\ (\alpha'^2 - \alpha^2).$$

Un calcul facile montre que

$$\alpha'^2 - \alpha^2 = 2\ \omega\ \theta,$$

d'où

$$\delta = 2\ (e - e') + 2\ e\ \omega\ \theta.$$

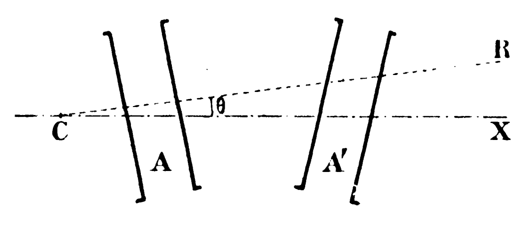


Fig. 44.

Tant qu'on ne touche pas à l'ensemble de deux étalons, e e' sont des constantes, tandis que θ varie d'un point à un autre du champ; par suite δ varie proportionnellement à θ. Les franges sont donc rectilignes, équidistantes et normales au plan de la figure, c'est-à-dire parallèles à l'intersection des faces des deux lames. La distance angulaire de deux franges consécutives est $\frac{\lambda}{2\ e\ \omega}$, et la frange centrale ($\delta = 0$) correspond à

$$\theta = \frac{e' - e}{e\ \omega}.$$

Tout le système de franges se déplace parallèlement à lui-même si l'on fait varier l'une des épaisseurs. D'autre part, les franges s'élargissent si l'on diminue l'angle θ que font entre elles les deux lames; lorsque $\theta = 0$, le système de franges est remplacé par une teinte plate, et cette teinte est le blanc si les épaisseurs sont égales.

Les phénomènes seraient analogues si e', au lieu d'être voisin de e, l'était de $e/2$ ou de $e/3$, etc.; il faudrait alors considérer dans la lame A'

l'onde réfléchie 4 fois, ou 6 fois, etc. Dans l'expression de δ et par suite dans toutes les autres équations, il faudrait remplacer e' par son double ou son triple, etc. Toutefois, les résultats indiqués dans le cas des lames minces (voir § 35) s'appliquent sans modification, et les franges deviennent moins visibles à mesure que le rapport des deux épaisseurs devient moins simple.

41. Dispositifs pour l'observation de ces franges. Applications. — Pour observer les franges dont on vient de faire la théorie il faut mettre à la suite l'un de l'autre deux étalons à faces argentées, les faire traverser par un faisceau de lumière blanche, et observer avec une lunette visant à l'infini. L'un de ces appareils interférentiels sera un appareil à épaisseur fixe; le second peut être soit un autre appareil d'épaisseur fixe soit un appareil à distance variable (interféromètre). Prenons d'abord ce dernier cas.

Faisant varier progressivement l'épaisseur de l'interféromètre, on verra passer les franges colorées toutes les fois que l'épaisseur se trouvera en rapport simple avec celle de l'étalon. Cela permet de *copier* sur l'interféromètre l'épaisseur d'un étalon, ou encore d'en prendre la moitié, ou le tiers, etc. On amènera l'épaisseur à avoir exactement la valeur cherchée en amenant la frange blanche à passer par la bissectrice des faces des deux lames, ou encore en produisant la teinte plate blanche après avoir amené les deux lames au parallélisme parfait.

Dans le cas de deux étalons fixes, leurs épaisseurs doivent être voisines d'un rapport simple; supposons par exemple qu'elles soient presque égales, mais que e' soit légèrement supérieur à e. On placera l'étalon e de telle manière que ses faces soient normales à l'axe optique de la lunette d'observation, et l'on inclinera progressivement le second étalon. Les franges apparaissent pour une certaine inclinaison, et la frange centrale passe par la normale au premier étalon lorsque l'angle d'inclinaison ω satisfait à la relation $e' \cos \omega = e$.

Les phénomènes sont analogues lorsque l'on a, à peu près, $e' = 2e$ ou $3e$, etc.

Ces phénomènes sont d'une grande utilité, car ils permettent de passer d'une épaisseur mesurée e à une autre à peu près égale, ou à peu près double, ou triple, etc. Dans de bonnes conditions, on peut aller jusqu'à l'épaisseur décuple, et passer d'une épaisseur mesurée de l'ordre du centimètre à une autre de l'ordre du décimètre **[30]**.

Ici, la différence entre l'un des étalons et le multiple de l'autre est mesurée par inclinaison; c'est un petit angle que l'on mesure, et c'est cette obliquité qui agit comme *compensateur*. On peut encore opérer autrement, et compenser la petite différence au moyen d'une lame

mince argentée ou lame étalon (voir §§ 16 et 35). Soit, pour fixer les idées, deux épaisseurs e et e' telles que l'on ait à peu près $e = 2\,e'$. L'épaisseur la plus petite e' est supposée connue et l'on se propose de déterminer l'autre ; il suffit pour cela de déterminer la petite différence $e - 2\,e'$. On placera les deux étalons au parallélisme exact et on les fera traverser par un faisceau de lumière blanche. Deux des rayons émergents ont entre eux la différence de marche $e - 2\,e'$; si on reçoit le faisceau sur une lame étalon on pourra avoir un système de franges colorées dont la frange centrale correspondra au point de cette lame tel que son épaisseur soit justement $e - 2\,e'$. L'observation de cette frange permettra donc de déterminer la quantité cherchée.

42. Nouvelle détermination du mètre en longueurs d'onde, par la méthode des franges de superposition. — A cause de l'importance de cette donnée, le Comité international des Poids et Mesures a désiré que la détermination en soit reprise par la méthode des franges de superposition, très différente de celle employée par Michelson ; on a ainsi un contrôle très utile dans une mesure aussi délicate, et peut-être une précision un peu plus grande par la nouvelle méthode. Voici comment cette mesure a été faite [**62**].

On a cherché à construire un appareil qui fût à la fois un étalon métrologique à traits de 1 mètre de long, directement comparable à une copie du mètre étalon, et un étalon optique directement mesurable en longueurs d'onde. Cet appareil se compose, comme les étalons interférentiels décrits plus haut (voir § 17) de deux surfaces planes argentées maintenues au parallélisme exact; mais ses dimensions sont beaucoup plus grandes. Les surfaces argentées sont placées à une distance très légèrement inférieure à 1 mètre ($999^{mm},2$); elles sont appliquées aux deux bouts d'une forte monture en invar, ayant la forme d'un prisme à section en forme de U. L'appareil possède les moyens de réglage ordinaires des étalons interférentiels permettant d'amener les surfaces au parallélisme exact. D'autre part, la tranche supérieure de chacune des glaces de verre est également polie et argentée; on a tracé sur chacune d'elles, parallèlement à la face argentée, des traits très fins, presque au bord de la face. Un des couples de traits pris sur les deux faces définit une longueur; pour un de ces couples la longueur est presque exactement de 1 mètre. De ce fait, l'appareil est une véritable règle métrique en invar, à traits tracés sur verre, que l'on peut comparer avec le mètre. C'est l'étalon ainsi constitué que l'on va, d'une part comparer avec une copie du mètre, d'autre part mesurer en longueurs d'onde. Ces deux déterminations sont d'ailleurs simultanées.

La première de ces déterminations est faite par les procédés ordi-

naires de la métrologie, en prenant comme point de départ une règle métrique en invar; la comparaison était faite sur un comparateur transversal, portant à la fois la règle d'invar et l'étalon à glaces argentées.

Pour la détermination en longueurs d'onde, on ne pouvait songer à utiliser uniquement l'étalon de 1 mètre, parce qu'aucune radiation connue ne donne d'interférences observables avec de pareilles différences de marche. C'est là qu'interviennent les franges de superposition pour ramener, en quelque sorte, l'épaisseur à mesurer à des limites plus accessibles. Pour cela, on avait construit quatre autres étalons analogues à celui de 1 mètre, mais ne portant aucun trait, et par suite purement interférentiels. Ces étalons avaient des longueurs procédant à peu près par moitiés, ayant par suite environ 50, 25, 12,5, 6,25 centimètres. Si e et e' sont les épaisseurs de deux de ces étalons successifs, la différence $2e - e'$ est très petite (environ 40 microns); on mesure en longueurs d'onde cette petite différence en la compensant par une lame étalon (voir § 41). Faisant cette mesure pour la série des étalons successifs pris deux à deux, on peut calculer, en longueurs d'onde, la différence entre l'étalon optique de 1 mètre et 16 fois l'étalon de $6^{cm},25$. Tout se réduit à mesurer celui-ci en longueurs d'onde, et c'est ici qu'interviendront les franges en lumière du cadmium.

On observera donc les anneaux à l'infini produits par l'étalon de 6,25 éclairé par la radiation rouge du cadmium. La mesure du diamètre angulaire du premier anneau visible fait connaître la partie fractionnaire de l'ordre d'interférence (voir § 16); quant à la partie entière, c'est le numéro d'ordre de ce même anneau; dans toute la série de mesures il a conservé la même valeur à deux unités près, autour de 193950. L'observation d'un anneau rouge coïncidant avec un anneau vert, dont le numéro d'ordre est connu une fois pour toutes, permet de retrouver sûrement le numéro d'ordre. Il a donc suffi de déterminer, une fois pour toutes, le numéro d'ordre d'un anneau donné par l'étalon de $6^{cm},25$.

Pour cela, au moyen de l'interféromètre on a pris d'abord le cinquième de l'épaisseur de cet étalon, en se servant des franges de superposition; l'observation des coïncidences, tant des franges du cadmium que de celles du mercure, a permis de déterminer avec certitude l'ordre d'interférence correspondant à cette valeur de l'épaisseur, et par suite avec une grande approximation, l'ordre d'interférence de l'étalon lui-même; on a vérifié cette valeur en prenant, de même, la moitié de la longueur de l'étalon.

Une fois les mesures préliminaires achevées, toutes les déterminations sont simultanées, et sont faites en un temps de l'ordre d'un quart d'heure; on répète la détermination un grand nombre de fois pour éliminer les erreurs accidentelles.

Reste à effectuer une dernière détermination, qui doit être faite à part. La mesure en longueurs d'onde porte sur la distance qui sépare les surfaces argentées dans l'étalon de 1 mètre, tandis que la détermination métrologique porte sur la distance des traits tracés sur les glaces. Ces deux longueurs diffèrent d'une quantité égale à la somme des distances des traits aux surfaces d'argent. Cette quantité, constante dans toute la série de mesures, était d'environ $0^{mm},8$. Il s'agit de mesurer optiquement cette constante, c'est-à-dire de déterminer le nombre de demi-longueurs d'onde qu'elle contient, nombre qui sera désigné par A. On a employé pour cela une méthode dont voici le principe.

On retire de l'étalon de 1 mètre les glaces munies de traits, et on dispose leurs surfaces à une beaucoup plus faible distance, en les plaçant sur un autre étalon interférentiel beaucoup plus court. La distance des surfaces argentées est mesurée optiquement; soit E_1 le nombre de demi-longueurs d'onde qu'elle contient; la distance des traits, exprimée en demi-longueurs d'onde est alors $L_1 = E_1 + A$. Cette distance peut être comparée aux longueurs d'une règle divisée, au moyen d'un comparateur.

Plaçons maintenant les mêmes glaces sur un autre étalon un peu plus épais et faisons les mêmes opérations. La distance des traits sera $L_2 = E_2 + A$.

Supposons qu'en comparant cette longueur L_2 avec les traits de la règle divisée on la trouve justement égale à $2L_1$. On aura la relation

$$E_2 + A = 2(E_1 + A).$$

D'où

$$A = E_2 - 2E_1.$$

La quantité A est ainsi connue en faisant intervenir uniquement des quantités mesurées par interférence.

Le résultat final de ces mesures a été presque identique à celui des mesures faites par Michelson. On a trouvé pour la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium, mesurée dans l'air à 15° et sous la pression normale, la valeur $0\,\mu,643\,846\,96$. On peut dire aussi que le mètre contient un nombre de ces longueurs d'onde égal à 1 553 164,13. Ces nombres sont connus avec une approximation d'environ un dix-millionième, ce qui correspond à une incertitude de $0\,\mu,1$ sur le mètre. Les règles qui servent à définir le mètre ne le définissent pas avec une précision meilleure que $0\,\mu,1$. On peut donc dire que la comparaison du mètre et de la longueur d'onde a atteint toute la précision que comporte la définition du mètre.

L'emploi d'une lame étalon comme intermédiaire dans la comparaison de deux étalons successifs est, dans ces mesures, une complica-

tion dont il vaudrait mieux s'affranchir. La méthode décrite par Buisson et Fabry [30] (voir le paragraphe précédent) permet de le faire sans difficulté; la différence $2e - e'$ est mesurée sans aucun intermédiaire par l'observation des franges de superposition obtenues en inclinant légèrement l'un des étalons par rapport à l'autre. Il serait ainsi possible de passer directement d'une longueur mesurée non seulement à une longueur double mais encore à une longueur triple ou quadruple; cela permettrait de diminuer le nombre des étalons intermédiaires ou, en gardant le même nombre, de faire des vérifications. S'il devenait un jour utile de reprendre ces mesures, c'est cette méthode qu'il faudrait probablement employer.

Une fois connue la valeur exacte d'une seule longueur d'onde, la mesure des autres longueurs d'onde sera facile à obtenir avec le même degré de précision; la comparaison des longueurs d'onde entre elles est, en effet, une opération beaucoup plus facile que la comparaison avec le mètre. On reviendra plus loin (§ 53), à propos des applications spectroscopiques, sur la comparaison des longueurs d'onde, problème où l'étalon métrique n'intervient plus.

43. Mesures interférentielles de longueurs. Étalons à bouts et étalons à traits. — On est maintenant en possession d'une base sûre pour les mesures de longueurs par interférences; ces mesures feront connaître la longueur que l'on cherche par un certain nombre de longueurs d'onde d'une radiation connue; on pourra transformer ce nombre en unité métrique avec toute la précision voulue. De telles mesures n'ont leur raison d'être que lorsqu'il s'agit d'obtenir une grande précision. Voyons quelles sont les longueurs qui peuvent satisfaire à cette condition.

De telles longueurs peuvent être de deux espèces : elles peuvent être des longueurs *à traits*, définies par la distance de deux traits fins tracés sur une surface polie, ou des longueurs *à bouts*, définies par la distance de deux surfaces matérielles.

Les longueurs à bouts sont celles qui se présentent naturellement dans la mesure des dimensions des objets (dimensions d'un corps solide, position d'une surface liquide, etc.). De telles déterminations se présentent fréquemment comme problème industriel, par exemple pour la vérification des pièces métalliques interchangeables dans les constructions de précision (armes, machines, etc.). On est amené à représenter les diverses dimensions que l'on peut avoir à vérifier par des *jauges* ou *calibres* ayant la dimension requise, et la vérification industrielle consistera simplement à constater l'identité entre la dimension du calibre et celle de la pièce à vérifier. Ces calibres constituent de véritables étalons à bouts, et dans bien des cas leur dimension doit être

établie avec une extrême précision; toute erreur sur l'un d'eux entraînera une erreur sur toute la fabrication d'une usine et pourra empêcher l'interchangeabilité des pièces avec celles fabriquées dans une autre usine. Ces nécessités expliquent la série de perfectionnements introduits depuis quelques dizaines d'années dans la construction de ces calibres à bouts.

D'autre part, pour la construction des étalons fondamentaux de longueur, on a trouvé préférable, après beaucoup de discussions, de se servir d'étalons à traits. Un tel étalon définit une longueur par la distance de deux traits fins tracés sur des surfaces polies. La longueur est définie avec une précision d'autant plus élevée que les traits sont plus réguliers et plus fins; dans la pratique actuelle on emploie des traits qui n'ont que 4 ou 5 microns d'épaisseur; on les observe par pointé dans un microscope ayant un oculaire micrométrique, et l'on définit ainsi une longueur avec une précision qui atteint 1/10 de micron. C'est de cette manière que sont constitués les étalons fondamentaux du système métrique.

En résumé, les deux étalons, à bouts et à traits, ont chacun leur domaine propre et sont tous deux d'un emploi nécessaire. Voyons successivement comment les mesures interférentielles peuvent atteindre ces deux catégories de longueurs.

44. Longueurs à bouts. Mesure de la distance de deux surfaces matérielles. — Ce sont ces longueurs que la méthode interférentielle atteint le plus facilement.

Dans la méthode de Michelson, ce que l'on peut mesurer directement, c'est la distance des deux surfaces A et A′ (fig. 43) de l'étalon interférentiel, auquel on peut donner le nom d'étalon *en escalier* pour rappeler que l'une des surfaces planes est en retrait sur l'autre. Si l'on connaît la valeur approchée de la distance des surfaces, la méthode des excédents fractionnaires suffit pour mesurer cette distance en longueurs d'onde [**63**].

La même méthode peut être appliquée à la mesure de l'épaisseur d'un corps solide transparent, par exemple à l'épaisseur d'un cube de verre. Voici comment elle a été appliquée par M. Chappuis [**70**] dans ses recherches sur la masse du décimètre cube d'eau (voir § 47). V est la masse de verre dont on veut mesurer l'épaisseur A B (fig. 45). On applique la surface B contre un miroir plan A′; entre les surfaces A′ et B il reste cependant une mince couche d'air, que l'on mesure en examinant les franges données par cette lame mince. Les deux plans parallèles A et A′ forment un étalon en escalier, que l'on mesure à l'interféromètre.

Les franges de lames argentées offrent, pour ce même usage, des ressources très variées [**64**]. La longueur que l'on mesure directement est alors la distance de deux surfaces argentées parallèles, formant ce qu'on peut appeler un étalon à bouts intérieurs ; la mesure optique de cette distance se réduit à la détermination de l'ordre d'interférence produit par l'appareil lui-même. La partie fractionnaire de cette quantité se déduira d'une mesure de diamètre angulaire du premier anneau en lumière monochromatique. Quant au numéro d'ordre de ce même anneau on dispose, pour le déterminer, des moyens qui ont été déjà indiqués, et qui peuvent se contrôler entre eux ; il suffira de les énumérer.

1° Observation des coïncidences entre anneaux de diverses radiations ;

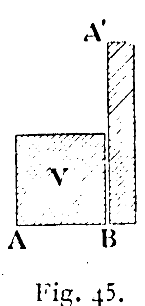


Fig. 45.

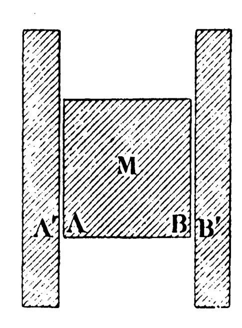


Fig. 46.

2° Réduction, sur l'interféromètre, de l'épaisseur inconnue à une fraction de sa valeur (moitié, tiers, etc.) ;

3° Comparaison avec un étalon déjà mesuré, d'épaisseur à peu près égale à une fraction de l'épaisseur cherchée ; cette comparaison se fait en égalisant les différences de marche, en inclinant légèrement l'un des étalons sur le faisceau de lumière blanche [**30**] ;

4° Même comparaison, en compensant la différence de marche par une lame étalon.

Ces diverses méthodes permettent de mesurer optiquement la distance des surfaces argentées avec une précision de 0 µ,01 jusqu'à des épaisseurs d'au moins 10 centimètres. Au delà l'observation directe en lumière monochromatique n'étant plus possible, on doit se contenter de la comparaison avec une épaisseur moindre ; il est toujours facile d'obtenir une précision meilleure que 0 µ,1.

Pour passer de l'épaisseur ainsi mesurée à celle d'un corps solide, on est amené à disposer les choses comme l'indique la figure 46. Le corps M dont on veut mesurer l'épaisseur, définie par la distance des deux plans parallèles A et B, est disposé dans l'intervalle qui sépare les

deux surfaces argentées A′ B′ dont on mesure la distance par les méthodes que l'on vient de rappeler. Il reste à mesurer les deux petites épaisseurs A A′ et B B′ qui séparent les surfaces du corps à mesurer des surfaces argentées. On se servira pour cela des interférences produites par ces deux lames minces. Si le corps M est transparent, on pourra faire traverser tout le système par un faisceau lumineux et observer les franges par transmission ; si M est opaque, on se servira des franges par réflexion, en enlevant la couche d'argent sur de petites surfaces de A′ et de B′ dans la région qui recouvre le corps M. Quant à la mesure des deux petites épaisseurs, on peut la faire en se servant directement de lumière monochromatique, ou bien se servir d'une lame étalon.

Sans entrer ici dans le détail des expériences, citons seulement quelques applications. Les dimensions d'un cube de quartz de 4 centimètres de côté ont été mesurées par Macé de Lépinay, Fabry et Perot, pour la détermination de la masse du décimètre cube d'eau [**68**]. Des lames de quartz destinées à servir d'étalons dans les mesures d'épaisseurs et dans les déterminations polarimétriques ont été mesurées par Fabry et Perot [**65**] et aussi par Benoit. Comme application à des corps opaques, il faut citer les mesures de Pérard [**72** à **75**] au Bureau International des Poids et Mesures, sur les étalons Johansson ; ces déterminations ont confirmé l'extraordinaire précision avec laquelle ces étalons sont construits, ainsi que l'exactitude que l'on obtient en additionnant leurs épaisseurs par juxtaposition.

Dans toutes ces mesures de dimensions d'objets matériels, la position de la surface est définie par un phénomène de réflexion ; c'est un rayon lumineux qui sert, en quelque sorte, de *palpeur* pour toucher cette surface. Ce n'est pas ainsi qu'on utilise les étalons à bouts dans les applications pratiques ; la surface est alors définie par le contact avec un autre corps solide ; le palpeur n'est pas un rayon lumineux mais bien un objet matériel. Dans l'application des méthodes optiques que l'on vient de décrire, une question préalable se pose : La surface optiquement définie est-elle bien la même que celle définie par un contact matériel ? Dans le cas de la surface d'un corps transparent (verre, quartz, liquide) il n'y a pas le moindre doute à ce sujet : les deux surfaces sont identiques, avec une précision qui dépasse de beaucoup celle des mesures ; l'existence de la tache noire au centre des anneaux de Newton, au point où les deux surfaces de verre se touchent, ne peut laisser aucun doute à cet égard. On peut dire aussi, et cela revient au même, que le changement de phase par réflexion est exactement égal à π sur la surface matérielle du verre. Dans le cas de surfaces métalliques ou de surfaces de verre argenté, il peut n'en être pas tout à fait ainsi ; à la surface matérielle du métal le rayon incident et le rayon réfléchi peuvent avoir

une différence de phase légèrement différente de π ; la surface que l'on atteint optiquement est un peu différente de celle que définit le contact matériel. Il peut y avoir, de ce fait, une petite correction à faire subir aux mesures optiques.

Dans le cas de verre argenté, la méthode suivante a été employée par Perot et Fabry pour rattacher la surface optique de l'argent aux surfaces matérielles (celle de l'argent aussi bien que celle du verre). Supposons que l'on ait fait des mesures optiques au moyen de deux glaces argentées identiques. Une fois les mesures terminées, on enlève la couche d'argent sur une petite partie de deux surfaces et on rapproche celles-ci de manière à obtenir la disposition représentée en coupe par la figure 47 où les épaisseurs d'argent sont représentées énormément gros-

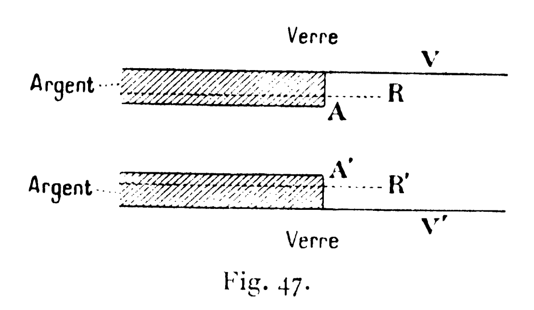


Fig. 47.

sies, et où les surfaces optiques des deux couches d'argent sont représentées en trait pointillé en R et en R'. On examine le système ainsi formé en lumière monochromatique, en observant la portion argentée par transmission et la partie non argentée par réflexion. Si la surface optique R de l'argent coïncidait avec la surface V du verre, on verrait les franges brillantes de la partie argentée coïncider avec les franges sombres de la partie non argentée que l'on observe par réflexion ; il y a, en réalité, un léger décalage entre ces deux systèmes de franges. La mesure de ce décalage fait connaître la distance des plans R et V. Enfin, on transforme la couche d'argent en iodure, et l'on obtient, par la méthode de Fizeau, l'épaisseur de la couche d'argent. On est alors complètement fixé sur la position relative des trois plans : surface du verre, surface matérielle de l'argent, surface optique de l'argent.

Les corrections qui résultent de ces mesures sont d'ailleurs excessivement faibles. La distance A R est ordinairement voisine de 0 μ,02 et l'épaisseur V A de l'argent dépasse rarement 0 μ,05. C'est seulement sur les centièmes de micron que peuvent porter les corrections.

45. Emploi de palpeurs matériels pour définir la surface d'un corps solide. — En dehors des mesures interférentielles, on définit la surface

d'un corps au moyen du contact d'un autre corps solide jouant le rôle de palpeur [**76**; **77**]. Une petite difficulté se présente : au contact, les deux corps solides subissent une légère déformation, d'autant plus grande que la pression exercée entre les deux corps pour les amener au contact est plus grande. On ne peut cependant se dispenser d'appuyer les deux corps l'un sur l'autre avec une certaine force, sans quoi on serait exposé à ne pas obtenir le contact. Ces déformations au contact ont été soumises au calcul, en partant de la théorie mathématique de l'élasticité, par HERTZ [**78**], et les résultats obtenus ont été contrôlés expérimentalement par LAFAY [**79**]; on pourrait donc faire la correction sur la longueur mesurée pour tenir compte de ces petites déformations. La méthode la plus directe pour les éliminer consiste à refaire la mesure avec diverses valeurs de la pression d'appui; on peut alors tracer une courbe donnant la longueur apparente en fonction de cette force, et, par une légère extrapolation, obtenir la vraie longueur pour une force nulle.

La méthode du palpeur peut être adaptée aux mesures interférentielles. En voici un exemple.

La section technique de l'artillerie française emploie, pour rendre interchangeables ses fabrications d'armes, des calibres formés d'une tige d'acier de 12 millimètres de diamètre, terminée par deux calottes sphériques ayant leur centre au milieu de la tige : la longueur est définie par la distance de deux plans parallèles tangents à ces surfaces sphériques. Grâce au choix de cette forme sphérique à centre commun, l'orientation des plans tangents n'influe pas sur leur distance; il suffit qu'ils soient à peu près perpendiculaires à l'axe de la tige cylindrique. Ces calibres sont comparés entre eux au moyen d'un appareil très précis (comparateur de Hartmann) [**77**] qui mesure avec une grande précision les petites différences (souvent inférieures à un micron) qui peuvent exister entre deux étalons de même longueur nominale. On peut, d'autre part, ajouter plusieurs de ces calibres en les plaçant bout à bout dans un tube métallique d'où émergent les surfaces sphériques terminales. Il suffit donc que l'un d'eux ait été mesuré par comparaison avec l'unité métrique pour que toute la série soit connue.

Cette opération a été faite au Bureau International des Poids et Mesures par les procédés métrologiques ordinaires. Comme vérification, une mesure interférentielle a été faite par FABRY et PEROT [**65**]. Pour cela, deux surfaces argentées étaient appliquées contre les surfaces sphériques d'un de ces étalons (de 118 millimètres de longueur), comme le montre la figure 48, où M est la broche à mesurer et G G′ sont les deux glaces appliquées contre ses bouts sphériques. Les surfaces planes étaient appliquées contre les surfaces sphériques par une force que l'on pouvait faire varier à volonté; tous les organes de réglage étaient prévus de

manière que les deux surfaces planes puissent être amenées au parallélisme exact. La distance entre ces deux surfaces était alors mesurée par interférence, en en prenant une fraction connue sur l'interféromètre. La mesure était répétée pour diverses valeurs de la force de pression, et l'on en déduisait la valeur de la longueur pour la force nulle. On a ainsi trouvé une longueur, ramenée à 0°, égale à 115 999 μ,54. La mesure du même calibre faite au Bureau International [**76**] par les méthodes métrologiques a donné la valeur 115999 μ,46. On ne pouvait souhaiter un accord plus parfait.

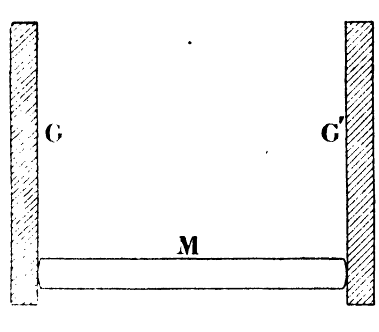


Fig. 48.

46. Etalons à traits. — Le trait qui définit l'extrémité d'une longueur ne peut être saisi autrement que par un pointé au microscope. La mesure d'une longueur à traits fait donc, inévitablement, intervenir un tel pointé, qui n'apparaît pas dans la mesure interférentielle. Une opération spéciale est nécessaire pour passer de la mesure interférentielle à la mesure de la distance des traits. On connaît, pour faire ce raccord, deux procédés.

1° La méthode de Michelson permet de mesurer en longueurs d'onde la distance de deux plans parallèles formant un étalon en escalier (voir § 39 et 44). D'autre part, on peut déplacer cet étalon de sa propre longueur [**63**]. Si un trait de repère est tracé sur une partie quelconque de la monture métallique de cet étalon, les deux positions successives de ce trait se trouveront distantes d'une quantité connue en longueurs d'onde. La longueur ainsi définie peut être comparée à une longueur à traits qui n'en diffère que d'une très petite quantité.

Cette méthode a été employée par M. Benoit pour vérifier les traits d'une règle divisée, par exemple, en centimètres. Un étalon interférentiel de 1 centimètre est d'abord construit et mesuré en l'ongueurs d'onde. On déplace ensuite cet étalon de sa propre longueur et l'on compare le déplacement ainsi effectué avec la longueur définie par deux traits consécutifs de la règle. La même opération est recommencée pour les divers intervalles.

2° Dans le cas des lames argentées, on a vu comment l'étalon interférentiel, défini par la distance de deux surfaces argentées, peut devenir en même temps un étalon à traits, en munissant chaque glace d'un trait tracé sur sa tranche [62]. La somme des distances des traits aux faces peut être mesurée une fois pour toutes (voir § 42). Une fois cette constante déterminée, les deux glaces peuvent être installées sur un étalon interférentiel de longueur quelconque, et l'on obtient un étalon à traits de longueur connue.

Ces diverses méthodes interférentielles n'ont été, jusqu'ici, employées que dans un petit nombre de cas; elles offrent une précision, une sécurité et une simplicité qui mériteraient de rendre leur emploi plus fréquent.

47. Masse du décimètre cube d'eau. — On va donner un dernier exemple de déterminations métrologiques interférentielles en décrivant les mesures faites pour déterminer la masse du décimètre cube d'eau. Rappelons en quoi consiste ce problème.

Les fondateurs du système métrique, après avoir choisi l'unité de longueur, s'étaient efforcés de rattacher à celle-ci toutes les autres unités. On décida, en principe, de prendre comme unité de masse celle d'un décimètre cube d'eau pure à 4°. Il fallut cependant réaliser un étalon matériel servant de base aux pesées; on s'efforça de le réaliser d'après cette définition, mais ce fut le morceau de platine ainsi construit (kilogramme étalon) qui servit de définition à l'unité de masse du système métrique. Cette unité se trouve ainsi définie avec une parfaite précision, et l'on pouvait de plus affirmer que la masse du décimètre cube d'eau ne différait de 1 kilogramme que d'une quantité certainement très petite et absolument négligeable dans toutes les mesures de la vie courante. Toutefois, pour certaines mesures de haute précision, il est important de connaître exactement la masse du décimètre cube d'eau, exprimée en grammes. Des recherches précises sur ce point étaient d'autant plus utiles que les étalons du système métrique ont été établis à une époque déjà ancienne, où les mesures n'avaient pas atteint le degré de précision qu'elles ont aujourd'hui, et où le centième de millimètre passait pour être l'extrême limite de la précision possible dans la mesure des longueurs. Si l'on ajoute que plusieurs des constantes importantes pour le calcul des résultats, telles que la densité et la dilatation de l'air pour la correction des pesées et les coefficients de dilatation des corps solides, étaient fort mal connues, on verra qu'un écart appréciable entre la masse du décimètre cube d'eau et le kilogramme était à craindre. Il n'en est heureusement rien, et il s'est trouvé que la détermination primitive faite au moment de l'établissement du système métrique était

beaucoup plus précise que toutes les déterminations faites plus tard pendant près d'un siècle. Ce sont seulement les travaux effectués à partir de 1895 qui ont apporté des données plus précises que celles des fondateurs du système métrique. On peut admettre maintenant que 1 décimètre cube d'eau à 4° pèse 999 gr., 973 avec une incertitude de quelques milligrammes. En établissant l'étalon du kilogramme les fondateurs du système métrique l'avaient fait trop lourd de 27 milligrammes.

La méthode employée dans ces recherches est, dans ses grandes lignes, toujours la même. On construit un corps solide ayant, aussi rigoureusement que possible, une forme géométrique simple; on en mesure les dimensions de manière à pouvoir calculer son volume par les règles de la géométrie; enfin on détermine la poussée qu'il subit lorsqu'on l'immerge dans l'eau. Cette dernière opération peut avantageusement se dédoubler dans les deux suivantes : peser le corps (en le comparant au kilogramme étalon), ensuite déterminer sa densité par rapport à l'eau (ce qui n'exige plus que des pesées en valeur relative). Toute la partie du travail relative aux pesées est relativement facile; ce sont les mesures des dimensions qui en représentent la partie difficile. C'est là que les méthodes interférentielles ont rendu les plus grands services.

Le corps solide employé a la forme d'un parallélépipède rectangle, peu différent d'un cube. Les petits écarts que montrent les faces par rapport à la forme plane sont faciles à étudier par interférence (voir § 26), ainsi que les légères erreurs sur les angles, qui ne sont pas rigoureusement droits. La partie vraiment importante réside dans la mesure des trois épaisseurs du parallélépipède. Pour les mesures interférentielles ce corps a été fait d'une substance transparente, verre ou quartz.

Les mesures de Chappuis [**70**] on été conduites au Bureau International des Poids et Mesures au moyen de l'interféromètre de Michelson. La méthode de mesure est celle qui a été décrite (voir § 44). On s'est servi de plusieurs corps solides, tous en verre, ayant respectivement comme épaisseurs environ 4 cm, 5 cm et 6 cm. Le résultat final admis pour la masse du décimètre cube d'eau est : 1 kg — 26 mg.

La méthode des franges de lames argentées a été employée par Macé de Lépinay, Fabry et Perot [**64**; **65**], sous la forme dont le principe a été indiqué (voir figure 46). Le corps à mesurer était un cube de quartz, d'environ 4 cm de côté, placé en M entre les deux surfaces argentées parallèles A′ et B′. La distance de ces surfaces était mesurée par l'observation des franges en lumière monochromatique, en même temps que les deux petites épaisseurs AA′, BB′ étaient déterminées par comparaison avec une lame étalon. Les mesures ont été faites assez

rapidement, plutôt pour l'établissement d'une méthode de mesure que pour chercher à obtenir la plus grande précision possible. On a trouvé que le décimètre cube d'eau pèse 1 kg — 21 mg.

Enfin, une méthode très originale a été employée par Macé de Lépinay et Buisson [**66**; **71**]. Elle présente ceci de particulier qu'elle ne fait intervenir aucune autre surface optique que celles du corps solide lui-même, ce qui est un avantage incontestable. Par contre, elle fait interférer des faisceaux qui ont passé *à travers* la substance qui constitue ce corps, et fait par suite intervenir l'indice de réfraction ; la mesure n'est possible que si le corps est presque rigoureusement homogène. Pour chaque détermination d'épaisseur il y aura, en réalité, deux inconnues : l'épaisseur e du corps solide et son indice de réfraction μ. Il faudra donc deux expériences d'interférence pour les déterminer. Voici en quoi consistent les deux phénomènes d'interférence utilisés.

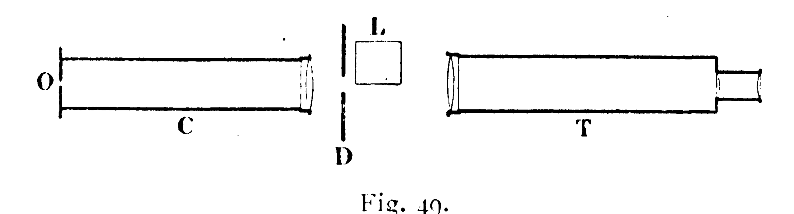


Fig. 49.

1° On examine par réflexion l'épaisseur à mesurer, et l'on observe les anneaux à l'infini, en utilisant le dispositif représenté figure 14, où A est le corps dont on cherche l'épaisseur. La différence de marche des deux faisceaux qui interfèrent est alors $2 \mu e$; l'observation des franges fait connaître en longueurs d'onde cette quantité.

2° On fait interférer les deux moitiés d'un même faisceau, l'une qui a traversé l'épaisseur cherchée, l'autre qui a passé à côté. La différence de marche est alors $(\mu - 1)\, e$, et l'observation des franges fera connaître cette quantité. Ces franges sont des franges de *lame mixte*. L'arrangement employé pour les observer est celui que représente la figure 49. Le faisceau monochromatique provenant d'un collimateur C, convenablement diaphragmé en D, tombe normalement sur le cube de quartz L qui recouvre la moitié du faisceau. Les deux moitiés du faisceau se superposent dans le plan focal de la lunette d'observation T visant à l'infini. L'aspect du phénomène est assez complexe, par suite de la coexistence de la diffraction et des interférences ; l'image de la fente du collimateur est élargie par la diffraction, et c'est dans cette image que l'on aperçoit une ou deux lignes sombres. On fait déplacer ces franges en inclinant très légèrement le cube L sur le faisceau, et l'on arrive

facilement à l'aspect caractéristique dans lequel il y a, exactement au milieu de l'image de diffraction, une frange brillante.

Les deux expériences donnent finalement les deux quantités $2\mu e$ et $(\mu - 1) e$ d'où l'on déduit facilement l'épaisseur e ainsi que l'indice de réfraction μ. Cette dernière quantité (qui n'est pas directement utile pour le problème posé) se trouve mesurée avec une précision que n'atteint aucune autre méthode connue : l'incertitude ne dépasse pas une ou deux unités du 7e ordre décimal.

Les mesures ont été faites sur deux cubes de quartz, ayant 4 cm et 5 cm d'épaisseur. Le résultat final pour la masse du décimètre cube d'eau est 1 kg — 27 mg.

Nous ne parlerons pas ici des déterminations de la masse du décimètre cube d'eau par les procédés purement métrologiques, et qui ont été faites principalement par M. Guillaume sur des corps de forme cylindrique [**69**]. C'est en combinant toutes ces déterminations que le Bureau International des Poids et Mesures est arrivé comme résultat final au nombre suivant :

Masse de 1 dm^3 d'eau = 1 kg — 27 mg.

CHAPITRE III

APPLICATION A LA MESURE DES PETITS ANGLES

48. Mesures des diamètres apparents des étoiles. — Nous avons déjà rencontré des cas (voir § 10) où la netteté d'un système de franges exige que le faisceau lumineux incident soit un faisceau parallèle ou plus exactement que le diamètre apparent de la source lumineuse soit très petit; les franges se troublent, puis disparaissent dès que ce diamètre apparent atteint une limite très petite. De là une méthode permettant d'étudier le diamètre angulaire d'une source presque ponctuelle, comme une étoile, par la netteté des franges qu'elle produit.

L'idée première de cette méthode a été indiquée dès 1868 par FIZEAU [**80**]. Un essai, qui ne put donner qu'une limite supérieure des diamètres apparents des étoiles, fut fait, à l'instigation de FIZEAU, avec le télescope de l'observatoire de Marseille par M. STÉPHAN [**81**] en 1873. La méthode fut reprise en 1890 par M. MICHELSON [**82**] qui l'utilisa pour la mesure des diamètres des satellites de Jupiter; tout récemment, avec les puissants moyens dont dispose l'observatoire du Mont Wilson, M. MICHELSON a réussi à mesurer la distance angulaire des composantes d'une étoile double non résoluble et à déterminer les diamètres apparents de quelques étoiles [**83**]. Ces premiers résultats ouvrent un champ nouveau à l'astronomie stellaire.

Le système de franges doit être observable au moyen de la lumière blanche qui nous vient d'une étoile; il faut donc que la frange centrale soit visible. Le dispositif employé n'est autre que celui des deux fentes de Young.

L'objectif d'une lunette ou d'un télescope est couvert d'un écran opaque, percé de deux fentes rectilignes et parallèles; la lunette étant dirigée vers une étoile, on obtient un système de franges, et si D est la distance qui sépare les milieux des deux fentes, la distance angulaire de deux franges brillantes consécutives, ou *inter-frange* est

$$\alpha = \frac{\lambda}{D}. \qquad (1)$$

Ces franges sont très serrées lorsque D est grand, mais elles sont cependant bien visibles en se servant d'un oculaire puissant; par exemple dans les expériences de STÉPHAN on avait à peu près $D = 70$ centimètres; en admettant $\lambda = 0\,\mu,57$ on a $\alpha = 8 \times 10^{-7}$ radian $= 0'',16$.

Si l'étoile est supposée rigoureusement ponctuelle, ces franges sont d'une netteté parfaite; en augmentant progressivement la distance D elles deviennent de plus en plus fines, mais restent parfaitement nettes.

Au contraire, l'astre n'étant pas ponctuel, chacun de ses points donne son système de franges; pour tous ces systèmes l'inter-frange est le même, mais chacun d'eux est centré sur l'image du point de l'astre qui le produit. Tant que le diamètre angulaire θ de l'étoile reste petit par rapport à l'inter-frange α, tous ces systèmes de franges restent pratiquement confondus, et les franges gardent toute leur netteté; elles commencent à se troubler dès que θ n'est pas négligeable devant α.

La théorie complète n'est pas difficile; on obtient l'intensité lumineuse en chaque point du champ en ajoutant les intensités que donnent séparément tous les points de la source lumineuse.

Pour un astre se présentant comme un disque uniforme de diamètre angulaire θ, on trouve que les franges disparaissent lorsque $\theta = 1{,}22\ \alpha$, ou en remplaçant α par sa valeur (1) :

$$\theta = 1{,}22\,\frac{\lambda}{D}. \tag{2}$$

La mesure peut être faite en augmentant progressivement la distance D des deux fentes, tout en examinant la netteté des franges; lorsque l'on est arrivé à leur disparition la formule (2) fait connaître le diamètre angulaire θ de l'étoile.

On est limité, dans l'emploi direct de cette méthode, par le diamètre de l'objectif employé, D ne pouvant dépasser ce diamètre. C'est ainsi que Stéphan, employant un miroir de 80 centimètres de diamètre, n'a pas pu obtenir la disparition des franges, et a pu seulement en conclure que les diamètres apparents de toutes les étoiles observées par lui étaient inférieurs à 0",16. Pour déterminer réellement ces diamètres apparents il fallait trouver un moyen permettant d'écarter les fentes au delà du diamètre de l'objectif. C'est ce qu'a fait Michelson au moyen du dispositif dont la figure 50 donne le schéma. Les 4 miroirs AA', BB' sont montés sur une poutre rigide, en avant de l'objectif O; on a représenté ici une lentille, mais on peut aussi bien se servir d'un miroir concave. La distance D est ici la distance des miroirs B et B', qui peut être augmentée bien au delà du diamètre de l'objectif. Dans l'appareil construit en 1920, installé sur le grand télescope du Mont Wilson, la distance D peut être augmentée jusqu'à 6 mètres, ce qui permet de mesurer des diamètres apparents n'excédant pas 0",02. On a déjà pu mesurer quelques diamètres apparents d'étoiles; celui de α Orion (Bételgeuse) a été évalué

à 0″,047 et celui d'Arcturus à 0″024. Un appareil permettant d'accroître la distance D jusqu'à 15 mètres est actuellement à l'étude.

La même méthode permet de faire des mesures sur des étoiles doubles dont les composantes sont angulairement trop voisines pour être séparées par les plus puissants télescopes. Soit β la distance angulaire des deux composantes, que l'on suppose d'égal éclat; chacune donne son système de franges, et le phénomène disparaît complètement lorsque les maxima de l'un des systèmes coïncident avec les minima de l'autre. Si les fentes sont orientées perpendiculairement à la ligne des deux étoiles, cette disparition a lieu pour

$$\beta = \frac{\alpha}{2}, \qquad \text{ou} \qquad \beta = \frac{1}{2}\frac{\lambda}{D}.$$

MICHELSON a pu ainsi mesurer l'écart des deux composantes de l'étoile α Cocher (la Chèvre), déjà reconnue comme étoile double spectroscopique, mais non dédoublée au moyen du télescope.

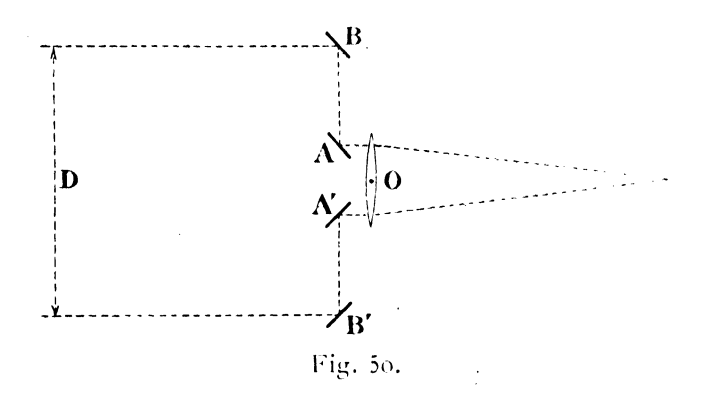


Fig. 50.

49. Mesure de petits déplacements angulaires au moyen des interférences. — On a vu (§ 23 et suivants) quelles ressources offre l'emploi des interférences pour la mesure des petits mouvements de translation d'un objet matériel. Il est moins facile de mesurer au moyen des interférences de très petites rotations. Un procédé un peu indirect consiste à mesurer le déplacement linéaire d'un point placé à une certaine distance de l'axe de rotation. On peut, par exemple, fixer une lame de verre à l'extrémité d'un levier lié au système dont on veut étudier la rotation, et produire des franges entre une des surfaces de cette lame et une surface fixe; si le levier a 10 centimètres de longueur, une rotation de 0″, 5 environ produit un déplacement d'une frange entière. Malheureusement ce dispositif exige une extrême stabilité et un système mobile ayant un moment d'inertie assez grand; il n'est pas souvent utilisable.

On peut imaginer des appareils plus légers et plus stables. Un pro-

cédé ingénieux a été indiqué par M. Brillouin [84], basé sur les phénomènes que présentent les cristaux en lumière polarisée. La méthode suivante, qui utilise les phénomènes que nous avons étudiés, paraît pouvoir donner une mesure plus précise de très petits angles de rotation.

Une lame de verre A (fig. 51) très légèrement prismatique à faces légèrement argentées est éclairée par un faisceau parallèle (obtenu au moyen d'un collimateur C) de lumière monochromatique. En plaçant l'œil en O, au foyer d'une lentille L, on voit sur la lame ses lignes d'égale épaisseur. Si la lame subit une légère rotation, l'ordre d'interférence en chaque point varie, et les franges se déplacent. Si e désigne l'épaisseur de

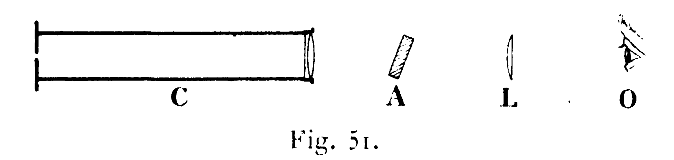


Fig. 51.

la lame, μ son indice, α l'angle d'incidence, la rotation θ nécessaire pour faire passer une frange entière en un point de la lame est

$$\theta = \frac{\lambda}{e}\,\frac{\sqrt{\mu^2 - \sin^2\alpha}}{\sin 2\alpha}.$$

avec une lame de 1 centimètre d'épaisseur d'indice 1, 5, examinée sous l'incidence de 45°, on a $\theta = 15''$. Un mouvement de $\frac{1}{30}$ de frange étant observable, on peut ainsi déceler une rotation de 0'', 5. L'organe lié à l'équipage mobile pour en déceler la rotation se réduit à une pièce de verre, de très faible poids et de faible moment d'inertie parce qu'il est inutile de l'excentrer par rapport à l'axe de rotation. C'est par rapport au collimateur et au faisceau lumineux qui en sort que les rotations sont observées.

CHAPITRE IV

APPLICATIONS A LA SPECTROSCOPIE

50. Les mesures en spectroscopie. — La radiation monochromatique est l'élément simple de toute lumière. La spectroscopie a pour but principal la décomposition de tout rayonnement en ses éléments simples et la détermination des données numériques qui définissent chacun d'eux.

Comme on l'a rappelé au début (§ 2), chaque radiation simple est définie par sa longueur d'onde dans un milieu déterminé. En stricte logique, il aurait été rationnel de prendre les longueurs d'onde dans le vide; pour des raison de commodité on les prend dans l'air à 15° et sous la pression normale de 760^{mm}; il est facile, lorsque cela est utile, de passer aux longueurs d'onde dans le vide en multipliant par l'indice de réfraction de l'air.

Le premier besoin de la spectroscopie est donc le suivant : étant donné une radiation simple, pouvoir déterminer rapidement et exactement sa longueur d'onde. Dans bien des cas, une grande précision est nécessaire. C'est ainsi que les relations numériques entre les longueurs d'onde dans certains spectres se vérifient avec une extrême précision, ce qui ne peut être fait que si les longueurs d'onde sont très bien connues. Les mesures de vitesses radiales en astrophysique exigent aussi des déterminations très précises. La simple identification d'une raie, en vue d'une analyse chimique, exige des données numériques précises à cause du nombre immense de raies existant dans les divers spectres connus; on pourrait citer de nombreux exemples d'identifications incorrectes à cause de données numériques insuffisamment exactes.

51. Interpolation. — Les appareils dispersifs ont pour rôle de séparer les radiations et de les ranger par ordre de longueurs d'onde, donnant ce qu'on appelle le *spectre* de la lumière complexe étudiée. Ces appareils dispersifs sont à *prismes* ou à *réseaux*. Il ne donnent pas directement les longueurs d'onde, mais permettent de dire, étant donné deux radiations définies par deux raies, quelle est celle qui a la plus grande longueur d'onde. Cela suffit pour faire, dans un spectre, des mesures de longueur d'onde, en opérant *par interpolation*.

Pour cela, supposons que dans un spectre se trouvent un certain nombre de raies dont les longueurs d'onde soient connues, qui serviront de *repères* ou de *raies normales*. On déterminera, dans ce spectre,

la position des raies inconnues ainsi que celle des raies normales. Ces dernières permettront de construire une courbe ou une formule empirique reliant la position de chaque raie à sa longueur d'onde; il deviendra alors facile de déterminer la longueur d'onde de chaque raie dont la position aura été notée.

Cette méthode s'applique aussi bien aux appareils dispersifs à prismes qu'aux appareils à réseaux; l'interpolation est seulement plus facile dans ce dernier cas, parce que la loi de dispersion est à peu près linéaire.

Quant à la mise en pratique de la méthode, elle peut se faire de diverses manières. On peut, dans des observations visuelles, relever la position des raies au moyen d'un oculaire micrométrique, ou sur une échelle divisée dont l'image est projetée dans le champ de la lunette d'observation; on peut aussi, et c'est le moyen le plus commode et le plus précis, photographier le spectre et relever ensuite la position des raies au moyen d'un comparateur ou d'une échelle divisée.

La précision que l'on peut atteindre est limitée par les trois facteurs suivants :

1° La finesse plus ou moins grande des raies que l'on mesure; il est évident que des raies larges, c'est-à-dire, en somme, formées de radiations simples très diverses, ne peuvent être mesurées qu'avec une faible précision.

2° La dispersion de l'appareil spectroscopique et la précision de l'appareil qui sert à mesurer la position des raies. Pour obtenir la précision que l'on recherche aujourd'hui, une très grande dispersion est nécessaire. Supposons que l'on observe par photographie. On peut considérer qu'une dispersion telle que 1 angström occupe 1 millimètre est une très grande dispersion ; le spectre visible, entre les longueurs d'onde 4 000 et 7 000, aura 3 mètres de long, et la distance des deux raies jaunes du sodium sera de 6 millimètres. Or dans les mesures précises actuelles on cherche à donner le troisième chiffre décimal, c'est-à-dire le millième d'angström. Cette quantité correspond, sur la plaque, à une longueur de 1 micron seulement, qui ne peut être estimée que sur de très bonnes images et avec un bon comparateur. L'interpolation ne se fera facilement que si les raies de repère sont assez voisines et par suite nombreuses; avec la dispersion prise comme exemple, des repères placés de 50 en 50 angströms donneront sur la plaque des raies distantes de 5 centimètres, ce qui est déjà beaucoup. Cela conduit à avoir près d'une centaine de raies normales dans l'ensemble du spectre visible.

3° La précision avec laquelle on connaît les longueurs d'onde des raies normales. Toute erreur sur ces données fondamentales se traduira par des erreurs dans toutes les mesures ; il est donc désirable que

leur détermination soit faite avec la plus grande précision. Trop souvent, des interpolations ont été faites avec beaucoup de soin en partant de raies normales mal connues.

Toute la précision des mesures est donc liée à celle des repères qui servent de base. Ces raies normales doivent être fines pour être bien définies, nombreuses pour que l'interpolation soit commode et précise, faciles à reproduire et intenses. On peut dire que ce problème est actuellement résolu; on a des repères connus au millième d'angström, c'est-à-dire avec une erreur relative de quelques dix-millionièmes.

Ce résultat n'a été obtenu que par étapes. Comme on utilise encore des nombres obtenus avec d'anciens systèmes de repères il ne sera pas inutile de jeter un coup d'œil sur l'historique de la question.

52. Aperçu historique. — Les mesures purement optiques donnent seulement des rapports de longueurs d'onde ; on aurait pu, à la rigueur, en prendre arbitrairement une comme unité et rapporter à celle-ci toutes les autres, évitant ainsi tout contact entre l'Optique et la Métrologie. On ne l'a pas fait, et l'on ne peut que s'en féliciter; dès le début, on a cherché à rapporter les longueurs d'onde aux unités ordinaires de longueur. Dans l'histoire du développement de l'Optique, la question des *mesures absolues* (impliquant la comparaison avec l'unité de longueur) et celle des mesures de rapports de longueur d'onde ou *mesures relatives* sont mêlées ensemble, et les deux problèmes ont progressé en même temps.

Les premières déterminations de longueurs d'onde suivirent de bien près la découverte, par NEWTON, de l'individualité des radiations simples. Par ses admirables observations sur les propriétés optiques des lames minces [**14**], NEWTON lui-même reconnut la constitution périodique de la lumière et mesura la période dans l'espace ; ce qu'il désigne sous le nom de *longueur d'accès* n'est autre chose que la moitié de la longueur d'onde. Quant à l'interprétation de cette périodicité, NEWTON s'abstient de toute hypothèse. Ses préférences le font pencher (mais non avec la force que ses commentateurs lui ont prêtée) vers la théorie de l'émission, plutôt que vers celle des ondulations, qui était encore dans un état bien primitif; il n'en a pas moins la gloire d'avoir introduit en optique la notion de périodicité, en partant d'une base expérimentale. Il est curieux de constater que, sur ce point, les idées sont beaucoup moins précises chez les créateurs de la théorie des ondulations : la notion de phénomène périodique ne se trouve pas dans les travaux de HUYGENS sur l'optique, et les idées d'EULER étaient tout à fait contraires à la réalité.

Les données numériques de NEWTON restèrent inutilisées et même

incomprises pendant un siècle. Ce n'est qu'avec Young et Fresnel que la notion de période reprend toute sa précision et toute son importance. Elle suffit à expliquer l'ensemble très varié de phénomènes connus désormais sous le nom de phénomènes d'interférence. Ayant constaté que, pour la lumière rouge, les divers phénomènes conduisent à la valeur de la période indiquée par Newton, Fresnel se borne, pour les autres radiations, à doubler les longueurs d'accès données par Newton pour obtenir les longueurs d'onde. Du reste, à cette époque, la recherche d'une précision plus grande n'aurait eu aucun sens; on ne connaissait guère que les spectres continus, dans lesquels toutes les radiations comprises entre deux limites sont présentes; dans cet ensemble, on n'aurait aucun point de repère précis. La possibilité ni le besoin de données numériques précises ne se faisaient sentir.

Dès le commencement du XIXe siècle, le problème allait se poser de lui-même. Wollaston découvrait, sans y attacher l'importance qu'elles méritent, les raies noires du spectre solaire. Une étude approfondie du même spectre était faite peu de temps après par Fraunhofer. Le même observateur, Brewster, et d'autres, découvraient les spectres d'émission discontinus, formés d'un nombre fini, parfois très petit, de radiations simples ou à peu près simples. La question se posait de définir avec précision ces radiations. C'est ce que fit Fraunhofer dans une série de travaux qui eurent une influence capitale sur les progrès de la spectroscopie. En même temps qu'il mesurait les indices de diverses substances pour des radiations bien définies, il introduisait en optique l'usage du réseau qui, pendant longtemps, devait rester l'appareil unique pour la mesure des longueurs d'onde. Après avoir découvert les lois de la formation des images par les réseaux, il utilise ces appareils, qu'il construisait déjà avec une remarquable perfection, pour les premières mesures vraiment précises de longueurs d'onde. Ses mesures se rapportent aux principales raies du spectre solaire, et ne contiennent pas d'erreurs atteignant 1 pour 1 000.

Pendant les trente-cinq années qui suivirent les travaux de Fraunhofer, un grand nombre de faits concernant les radiations lumineuses et leur émission furent découverts; ils restèrent un peu épars jusqu'aux célèbres travaux de Kirchhoff et Bunsen (1860) qui, sans mettre en évidence beaucoup de faits nouveaux, réunirent les faits connus en un corps de doctrine et attirèrent sur eux l'attention des physiciens par de brillantes applications. La nécessité de caractériser avec précision les diverses radiations se faisait dès lors impérieusement sentir. A ce point de vue, les travaux si remarquables de Kirchhoff et Bunsen marquent, par rapport à ceux de Fraunhofer, un véritable recul, peut-être inévitable. Chaque radiation y est caractérisée non par sa longueur d'onde, mais

par une donnée complètement arbitraire, sa place sur l'échelle d'un spectroscope dépendant elle-même de la dispersion d'un certain prisme, sans relation simple avec les mesures que l'on pourrait faire sur un autre appareil. Les progrès de la spectroscopie auraient été singulièrement entravés si cet usage s'était maintenu ; il était peut-être difficile d'éviter ce retour en arrière, parce que les données obtenues par Fraunhofer, les seules que l'on eût encore sur les longueurs d'onde, n'étaient ni assez nombreuses ni assez précises pour les besoins de la nouvelle science.

Dès 1868 [**85**] Angström rendit possible le retour aux données numériques naturelles en reprenant une série de mesures de longueurs d'onde au moyen de réseaux, par des méthodes analogues à celles de Fraunhofer, mais avec des appareils beaucoup plus parfaits. Ses déterminations, effectuées sur les raies noires du spectre solaire, furent complétées dans la partie ultra-violette par Mascart [**88**] et par Cornu [**87**], ainsi que par des mesures sur les spectres d'émission des métaux faites par Thalen [**86**]. Cette série de nombres servit, pendant plus de vingt ans, de base à toutes les mesures spectroscopiques. Pour la première fois, Angström avait adopté l'unité (dix-millième de micron) à laquelle on a, plus tard, donné son nom ; les nombres sont exprimés avec cette unité et un seul chiffre décimal est donné, ce qui limite la précision à quelques cent millièmes en valeur relative. En fait, les valeurs relatives n'ont pas tout à fait cette précision. De plus, par suite d'une erreur dans la partie métrologique du travail (mesure de la distance des traits du réseau) les valeurs absolues sont erronées d'environ 1/5000 (à peu près un angström). Cette erreur, qui changeait toutes les longueurs d'onde dans le même rapport, aurait été facile à corriger si la nécessité de mesures beaucoup plus précises ne s'était bientôt imposée.

Les nombres d'Angström étaient, en effet, rapidement devenus insuffisants pour les besoins de la spectroscopie, les interpolations étant devenues plus précises que les repères servant de point de départ. Les appareils dispersifs s'étaient perfectionnés de plus en plus. Pour les appareils à prismes, le perfectionnement consistait dans l'emploi de prismes mieux taillés et plus homogènes. En même temps Rutherfurd puis Rowland [**19**] portaient la construction des réseaux à un degré de perfection qui a été à peine dépassé. Ce dernier physicien arrivait, en 1882, à tracer sur une surface métallique plane ou concave des réseaux contenant près de cent mille traits. Le pouvoir séparateur de ces instruments était tel qu'ils montraient dans le spectre solaire des groupes compliqués de raies là où Angström n'apercevait qu'une ligne unique ; les repères mesurés avec des appareils moins puissants ne pouvaient plus suffire.

Au moyen de ses réseaux, ROWLAND entreprit l'établissement d'un nouvel ensemble de longueurs d'onde. Comme à ANGSTRÖM, c'étaient les raies du spectre solaire qui lui servaient de repères. L'appareil dispersif est un réseau, mais un réseau concave au lieu du réseau plan employé par ses prédécesseurs. Quant à la méthode employée pour mesurer les rapports de longueurs d'onde, elle est entièrement nouvelle. Les mesures de FRAUNHOFER et d'ANGSTRÖM étaient basées sur des mesures d'angles ; ROWLAND n'emploie pas de cercle divisé. Ses mesures sont basées sur une méthode de coïncidence, dont voici le principe. On sait qu'un réseau donne toute une série de spectres qui, à partir du second, se superposent en partie. Supposons que l'on observe la superposition de deux spectres d'ordre p et p', et supposons que deux raies, de longueurs d'onde λ et λ' prises respectivement dans les deux spectres, se superposent exactement. On aura la relation $p\,\lambda = p'\,\lambda'$. Les nombres entiers p et p' (qui n'ont pas dépassé 7) sont connus ; si λ est la radiation fondamentale supposée connue, l'équation précédente fait connaître λ'. Il est vrai que l'on ne trouvera jamais de raie qui coïncide exactement avec une raie donnée ; mais, à cause du nombre immense de raies que contient le spectre solaire, on en trouvera pour laquelle la coïncidence sera presque réalisée, et il sera facile de mesurer le petit écart.

ROWLAND prit comme point de départ la longueur d'onde d'une des raies du sodium, mesurée en valeur absolue par son élève BELL au moyen d'un réseau plan dont l'intervalle des traits avait été mesuré en unités métriques, et en déterminant des angles de diffraction sur un cercle divisé. Partant de là, la méthode des coïncidences, appliquée à des spectres de divers ordres, fait connaître les longueurs d'onde d'un petit nombre de raies, réparties dans tout le spectre ; celles-ci, à leur tour, permettent de déterminer par coïncidences un certain nombre d'autres, et ainsi de suite, jusqu'à ce que l'on ait obtenu les longueurs d'onde d'un nombre suffisant de raies pour pouvoir achever les mesures par interpolation. L'emploi du cercle divisé était ainsi complètement évité (sauf dans la mesure de la radiation fondamentale), mais la comparaison des raies entre elles était un peu indirecte et l'accumulation de petites erreurs était, à la rigueur, possible.

Le travail de ROWLAND aboutit à la publication, en 1893, d'une série de longueurs d'onde de raies du spectre solaire, dites raies étalons, puis, en 1895-98 des longueurs d'onde de toutes les raies, au nombre d'environ 20 000, qu'il pouvait apercevoir au moyen de ses puissants réseaux, en indiquant pour beaucoup d'entre elles la substance à laquelle elle est due. Les nombres sont exprimés en unités d'Angström (dix-millième de micron), mais au lieu d'un seul chiffre décimal comme dans les tables d'ANGSTRÖM, ROWLAND en donne trois. Il espérait qu'en valeur

relative ses nombres ne contenaient pas d'erreurs supérieures au millionième, et que la comparaison avec le mètre était exacte au cent millième.

Les mesures de ROWLAND constituaient, par rapport à celles d'ANGSTRÖM, un immense progrès; aussi les nouvelles valeurs numériques furent-elles immédiatement adoptées comme base par tous les spectroscopistes, et des milliers de raies furent mesurées en les rapportant aux raies mesurées par ROWLAND. Cependant, l'emploi des nouveaux nombres aurait dû, dès le début, soulever une difficulté. Le travail de ROWLAND se rapportait surtout au spectre solaire; on s'était occupé des spectres d'émission des métaux surtout pour découvrir l'origine des diverses raies du spectre solaire. ROWLAND et son élève JEWELL [**114**] avaient bien soupçonné quelques différences entre les longueurs d'onde d'une même raie dans le spectre solaire et dans le spectre d'émission du métal, mais dans la plupart des cas ces différences n'avaient pas été exactement mesurées. Or les spectroscopistes n'emploient que très rarement le spectre solaire comme spectre de comparaison; on n'a pas à volonté et à toute heure la lumière du soleil, et peu de laboratoires sont bien outillés pour l'utiliser; dans bien des cas, l'emploi d'un spectre à lignes brillantes isolées est plus commode qu'un spectre continu à raies noires. Ces diverses raisons font que l'on emploie presque uniquement, comme spectre de comparaison, des spectres d'émission de sources artificielles (arc ou étincelle). On continua à admettre qu'une raie donnée, due à une substance connue, avait exactement la même longueur d'onde dans le spectre solaire et dans le spectre de la source artificielle, et l'on employa constamment les nombres mesurés sur les raies solaires pour représenter les longueurs d'onde de raies émises par l'arc. Cette manière de procéder était parfaitement légitime lorsqu'on se contentait d'une précision modérée, mais du moment que l'on visait à la plus grande exactitude, il devenait nécessaire de faire les mesures sur les sources que l'on devait employer.

Le beau travail de ROWLAND n'était pas achevé que de nouveaux progrès se préparaient dans la technique spectroscopique; ils eurent comme point de départ l'amélioration des procédés employés pour produire des radiations monochromatiques et par suite pour définir des longueurs d'onde. En 1888, MICHELSON et MORLEY commencèrent une étude systématique, à ce point de vue, des diverses sources de lumière. Les appareils spectroscopiques usuels (prismes ou réseaux) ne suffisaient pas pour cela, leur pouvoir séparateur n'étant pas assez élevé. Les moyens nécessaires furent trouvés non dans un accroissement de la complication des appareils mais dans l'emploi d'appareils théoriquement beaucoup plus simples. Le réseau fait intervenir jusqu'à

cent mille vibrations superposées; on revint au simple phénomène d'interférence, dans lequel n'interviennent que deux ondes. On arriva à la découverte de sources de lumière donnant une vibration qui peut être regardée comme régulière pendant plus d'un demi-million de périodes.

L'emploi de pareilles sources de lumière ouvrait la voie à bien des applications nouvelles, en particulier à des mesures d'une précision inconnue jusque-là. En 1893 MICHELSON, avec l'aide du Bureau international des Poids et Mesures, fit la comparaison directe de la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium avec le mètre. La méthode suivie a été exposée plus haut (voir § 39); le résultat peut être considéré à deux points de vue. Au point de vue métrologique, il ouvrit la voie aux méthodes optiques pour la mesure des longueurs; au point de vue spectroscopique, il donna enfin une base sûre pour la mesure des longueurs d'onde, qu'il suffira de comparer avec celle qui a été déterminée en fonction du mètre.

La comparaison du résultat de cette mesure avec les nombres adoptés par ROWLAND montra que ceux-ci étaient erronés d'environ 1/30000. Les spectroscopistes s'en soucièrent peu. Si, comme on pouvait encore le penser, les rapports des nombres de ROWLAND entre eux avaient été exacts, si, en d'autres termes, l'erreur avait porté uniquement sur la valeur numérique prise comme base, ces nombres auraient formé un ensemble cohérent, exprimé avec une unité légèrement différente de celle du système métrique. Restait à savoir si les valeurs relatives avaient la précision qu'espérait ROWLAND.

Il fut bientôt démontré qu'il n'en était rien. En 1901 FABRY et PEROT purent comparer, par une méthode interférentielle, la raie rouge du cadmium avec un certain nombre de raies du spectre solaire [**90**]. Le but de cette comparaison était simplement de trouver le rapport, que l'on supposait constant, entre l'unité employée par ROWLAND et l'unité métrique; on pensait qu'il suffirait de multiplier tous les nombres de ROWLAND par un facteur constant pour les rendre parfaitement corrects, et c'est ce facteur que l'on se proposait de calculer. Le résultat, inattendu, fut que ce rapport n'était pas constant et que par suite les nombres de ROWLAND, même en valeurs relatives, n'étaient pas aussi précis qu'on le pensait. Les erreurs, que ROWLAND supposait inférieures au millionième, variaient systématiquement d'une région à l'autre du spectre, et atteignaient presque 1 cent-millième. Un peu plus tard, KAYSER [**89**], essayant de reprendre des mesures par la méthode même de ROWLAND, montra que les différents réseaux donnaient des valeurs notablement différentes pour le rapport des longueurs d'onde de deux radiations données. Les erreurs des tables

de Rowland devaient être attribuées aux erreurs inévitables du tracé des réseaux, imperfections qui empêchent les lois théoriques de se vérifier exactement. Admirable instrument dispersif, excellent pour les mesures par interpolation, le réseau est un appareil trop compliqué pour la mesure des repères fondamentaux.

La nécessité d'établir un nouveau système de repères spectroscopiques était ainsi démontrée, en même temps que les nouvelles méthodes donnaient la possibilité de le faire. Au lieu de chercher à corriger des nombres imparfaits, mieux valait reprendre complètement le problème, en adoptant les solutions reconnues les meilleures. Au point de vue des valeurs absolues, les mesures de Michelson fournissaient déjà une base sûre. La certitude se trouva encore augmentée par la nouvelle détermination, achevée en 1907, par Benoit, Fabry et Perot. La partie métrologique du problème étant ainsi résolue, l'établissement d'un système de repères se réduisait à la comparaison d'un certain nombre de radiations bien définies avec la raie du cadmium. Puisque ce sont les sources artificielles qui fournissent les spectres de comparaison réellement employés, il était désirable que les raies de comparaison fussent prises non dans le spectre solaire mais dans des spectres de sources terrestres, l'arc électrique par exemple. L'abandon du spectre solaire était d'autant plus justifié que l'invariabilité, autrefois supposée, de ce spectre n'existe pas; le soleil est une étoile variable, et son spectre peut se modifier pendant sa période.

La question des repères spectroscopiques fut étudiée aux diverses réunions de l'Union internationale pour les recherches solaires (Saint-Louis 1904, Oxford 1905, Paris 1907, Pasadena 1910, Bonn 1913) [**91**] qui, ayant à coordonner un grand nombre de données spectroscopiques, était amenée à s'occuper de les établir sur une base sûre. On décida finalement d'établir un système de repères spectroscopiques, qui prit le nom de système international, et qui fut établi sur les bases suivantes.

Le point de départ de toutes les mesures est la raie rouge du cadmium, dont la longueur d'onde est parfaitement connue en fonction du mètre, et qui établit le lien entre les questions de métrologie et celles de spectroscopie. Un certain nombre de raies de l'arc au fer, directement comparées avec l'étalon fondamental, servent de repères secondaires; les raies ainsi mesurées sont assez nombreuses pour que l'on en trouve au moins une tous les cinquante angströms dans toute l'étendue du spectre. Cette partie du programme est à peu près complètement réalisée; chacune des raies a été mesurée dans plusieurs laboratoires et les résultats concordent presque toujours au millième d'angström. Un certain nombre de raies provenant d'autres sources

de lumière ont été aussi mesurées avec la même précision, par exemple les raies de l'hélium, du néon et du krypton, qui fournissent d'excellents repères.

Enfin, une fois ces étalons secondaires bien établis, on peut s'en servir pour mesurer par interpolation, au moyen de réseaux, un nombre beaucoup plus grand de raies, qui pourront servir d'étalons tertiaires; une grande partie des milliers de raies du spectre du fer a déjà été mesurée de cette manière.

Nous n'avons pas à revenir sur la détermination de la raie fondamentale du cadmium, ni sur les mesures par interpolation. Il nous reste à indiquer comment on compare une raie avec celle du cadmium, pour établir les étalons secondaires, grâce auxquels les mesures spectroscopiques forment maintenant un ensemble parfaitement coordonné.

53. Méthode interférentielle pour la comparaison des longueurs d'onde. — La méthode est, en principe, extrêmement simple. Elle consiste à éclairer successivement le même appareil interférentiel avec les deux radiations dont on veut comparer les longueurs d'onde et à déterminer dans les deux cas l'ordre d'interférence au même point. Soient p et p' ces deux nombres correspondant aux deux longueurs d'onde λ et λ'. On a

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{p}{p'}. \tag{1}$$

Chacun des nombres p et p' est la somme d'une partie entière et d'une fraction comprise entre 0 et 1. Nous poserons donc

$$p = \mathrm{P} + \varepsilon \qquad p' = \mathrm{P}' + \varepsilon'$$

et l'on aura

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\mathrm{P} + \varepsilon}{\mathrm{P}' + \varepsilon'}. \tag{2}$$

La méthode est particulièrement facile à employer en se servant comme appareil interférentiel d'un étalon à lames argentées (voir § 17). Les deux radiations donneront alors chacune un système d'anneaux; c'est l'ordre d'interférence au centre que l'on déterminera. Les parties fractionnaires ε et ε' sont faciles à mesurer en déterminant le diamètre angulaire du premier anneau; quant aux nombres P et P′, le fait que ce sont des nombres entiers les fixe sans aucune erreur si l'on connait une valeur approchée de l'ordre d'interférence, à 0,2 près par exemple. L'une des deux radiations sera celle qui sert de terme

de comparaison et qui est connue; l'épaisseur e de l'étalon ayant été mesurée par les procédés habituels, on aura

$$p = P + \varepsilon = \frac{2e}{\lambda},$$

ce qui fixe sans aucune erreur la valeur de P; dans une série de déterminations, ce nombre ne varie pas d'un jour à l'autre; il y a seulement de petites variations de la partie fractionnaire ε, que la mesure de diamètre fait connaître. L'autre radiation λ' est celle que l'on veut mesurer. On a toujours une valeur approchée de sa longueur d'onde; en portant cette valeur dans l'égalité (1), où p est exactement connu, on en tirera une valeur approchée de p', et si l'incertitude sur cette valeur est faible on en déduira la valeur exacte de l'entier P'. Ayant mesuré ε' par le diamètre d'anneau, l'équation (2) donnera la valeur de λ' [1].

Il importe de ne commettre aucune erreur dans le nombre entier P'; il faut pour cela que la valeur approchée calculée ne soit erronée que d'une quantité sensiblement plus faible que 1. Supposons, par exemple, que la longueur d'onde λ', voisine de 5 000 angströms, soit déjà connue avec une incertitude 0,1 angström, c'est-à-dire avec une erreur possible de 1/50 000 en valeur relative. L'incertitude que donne l'équation (1) sur la valeur de p' est la même en valeur relative; il suffit de ne pas prendre pour l'étalon une épaisseur trop grande pour que la valeur de P' soit parfaitement définie. Si, par exemple, cette épaisseur est d'environ 2,5 mm, p' sera voisin de 10 000 et sera déterminé avec une incertitude d'environ 0,2; on pourra, en toute sécurité, choisir pour P' le nombre entier le plus voisin de celui que donne le calcul. Il n'en aurait pas été de même si l'on avait choisi une épaisseur plus grande, égale par exemple à 6 mm; l'incertitude sur p' aurait atteint 0,5 et une erreur d'une unité sur P' aurait été possible. On devra donc commencer la mesure avec un étalon d'autant moins épais que l'incertitude sur λ' est plus grande.

Les parties entières étant ainsi connues sans aucune erreur, la précision de la mesure dépendra uniquement de la précision avec

(1) Au point de vue mathématique, le problème peut sembler indéterminé; une fois les mesures effectuées il reste deux inconnues, λ' et P', liées par la seule équation (2). Le problème serait, en effet, indéterminé si l'on n'avait, sur ces inconnues, aucune autre donnée; mais on sait d'avance que P' est un nombre entier, et l'on connaît une valeur approchée de λ'. Le problème se trouve ainsi complètement déterminé, pourvu que la limite d'incertitude résultant de cette valeur approchée soit suffisamment étroite. Si cette incertitude était trop grande, on aurait le choix entre plusieurs valeurs possibles de P' et par suite, entre plusieurs valeurs possibles de λ'.

laquelle on mesure les parties fractionnaires ε et ε'. Les mesures de diamètres font connaître ces quantités avec une erreur qui n'excède jamais 0,01. Si l'on commet sur ε' une erreur $d\varepsilon'$, l'erreur qui en résultera sur λ' sera donnée par

$$\frac{d\lambda'}{\lambda'} = -\frac{d\varepsilon'}{p'}.$$

Reprenant l'exemple numérique précédent où p' est voisin de 10 000 et admettant $d\varepsilon' = 0{,}01$ on voit que λ' se trouve mesuré à 1 millionième près, c'est-à-dire avec une incertitude d'environ 0,005 angström ; comme on est parti d'une valeur connue à 0,1 angström, on voit que la mesure a multiplié par 20 la précision avec laquelle la longueur d'onde est connue.

Si cette précision ne suffit encore pas, et si la raie est suffisamment fine, on pourra prendre la valeur ainsi trouvée comme valeur approchée, et recommencer la mesure avec une différence de marche plus grande, et ainsi de suite. On n'est arrêté, dans la précision croissante des mesures, que par le défaut de finesse des raies que l'on mesure, c'est-à-dire par la limite même de précision avec laquelle la longueur d'onde cherchée est définie. Un grand nombre de raies peuvent être mesurées avec une précision atteignant 0,001 angström.

Tel est le principe de la méthode. Voyons comment elle a été mise en œuvre.

54. Disposition des appareils pour les comparaisons de longueurs d'onde. — Les longueurs d'onde à mesurer sont généralement émises par une source donnant, comme l'arc électrique, un très grand nombre de raies ; on se propose d'en mesurer un certain nombre. Il faut, pour cela, pouvoir observer séparément les interférences données par ces diverses radiations. Deux dispositifs peuvent être employés.

1° On peut isoler l'une des radiations au moyen d'un appareil dispersif fonctionnant comme monochromateur (voir § 7), et s'en servir pour éclairer l'appareil interférentiel. Une fois la mesure de cette raie effectuée, on isolera une autre raie, et ainsi de suite.

C'est cette méthode qui a été employée par Fabry et Perot **[90]** dans leurs premières mesures sur les raies du fer, mesures effectuées par des observations visuelles. Elle est longue et se prête mal à l'emploi de la photographie ;

2° Lorsque les raies à mesurer sont nombreuses, il est préférable d'opérer par photographie, en employant le dispositif suivant **[92]**, qui a le grand avantage de donner sur une seule plaque les éléments nécessaires pour la mesure d'un grand nombre de raies.

L'appareil dispersif est placé *après* l'appareil interférentiel. La lumière émise par la source de lumière S (fig. 52) traverse une lentille de concentration L, puis l'appareil interférentiel I. S'il y a lieu, certaines radiations gênantes sont absorbées par une cuve placée en C. L'objectif O projette dans son plan focal F l'image des anneaux; dans ce plan, chaque radiation donne son système d'anneaux, tous centrés sur le même point. C'est seulement ensuite que les diverses radiations sont séparées ; pour cela, la fente d'un spectroscope est placée en F suivant un diamètre des anneaux. Dans le cas de la figure l'appareil spectroscopique (qui doit être dénué d'astigmatisme) est un appareil à réseau plan. Sur la plaque photographique placée en T on obtient autant d'images de la

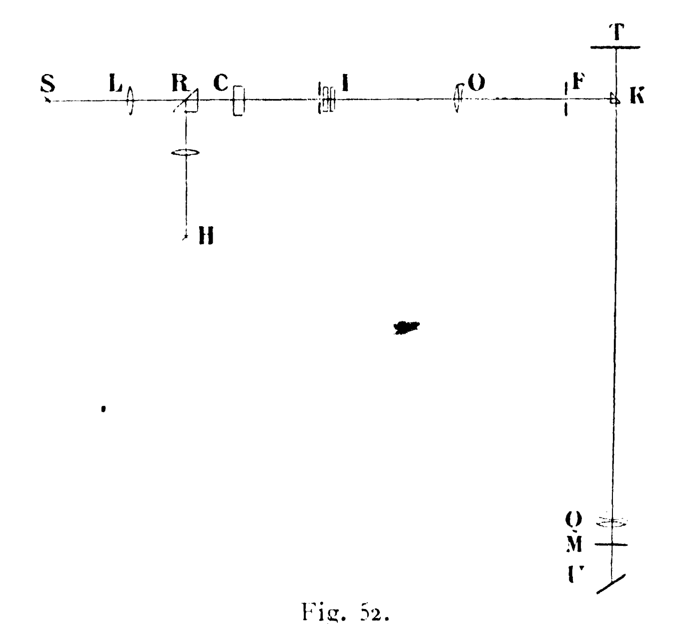


Fig. 52.

fente qu'il y a de radiations simples dans la lumière incidente; chacune de ces images reproduit ce que l'on aurait, dans la portion du plan F occupée par l'ouverture de la fente, si la source S émettait seulement la radiation correspondante. La fente doit avoir une largeur telle que l'image correspondant à la radiation que l'on veut mesurer n'empiète pas sur les images voisines. Dans le cas de spectres à petit nombre de raies, on peut lui donner une grande largeur; on obtient alors dans la large image de la fente, de véritables anneaux; si le spectre est très riche en raies, la fente doit être étroite et l'image se réduit à des points brillants, intersections de la fente avec les anneaux. On peut ainsi, sur la plaque photographique, mesurer les diamètres d'anneaux correspondant à toutes les raies dont l'image se fait sur la plaque. Comme cette image est à une échelle qui dépend de l'appareil dispersif, il est commode de

placer en travers de la fente du spectroscope deux fils formant repères, dont l'image se marque sur toutes les raies.

Il faut, d'autre part, obtenir les anneaux produits par la raie servant de terme de comparaison, une raie du cadmium par exemple. La source qui émet cette radiation est placée en H (fig. 52), et le faisceau qu'elle émet peut être introduit dans l'appareil en interposant le prisme à réflexion totale R, qui arrête la lumière venant de S et lui substitue celle venant de H. Pour cette dernière, l'appareil spectroscopique devient inutile; on interpose en M un miroir plan, qui masque le réseau et donne sur la plaque photographique une image des anneaux produits par la source H.

Tel est le dispositif qui a été employé par de nombreux observateurs pour la mesure des longueurs d'onde des raies destinées à servir de repères dans le spectre. Citons seulement les mesures de Buisson et Fabry [**92**] à Marseille, de Pfund [**94**] à Baltimore, de Burns [**98**; **99**; **100**] à Marseille et à Washington, de Goos [**96**; **97**] à Hambourg, de Eversheim [**95**] à Bonn, de Saint-John à Pasadena. Seul l'appareil dispersif (qui sert seulement à séparer les raies mais ne joue aucun rôle dans la mesure) peut changer. Selon les cas, on peut employer un réseau plan avec le dispositif autocollimateur, comme dans la figure 52, ou avec deux lentilles séparées, ou encore un spectroscope à prismes de verre ou de quartz. Le réseau concave ne peut être employé sous la forme décrite par Rowland, à cause du fort astigmatisme que présente l'appareil; on peut s'en servir en mettant la fente au foyer d'un miroir concave ou d'une lentille, et utilisant le réseau sous diffraction normale, conditions dans lesquelles l'astigmatisme est évité.

Une petite correction doit être faite pour tenir compte du changement de phase qui peut se produire par réflexion sur l'argent, effet qui peut varier légèrement d'une radiation à une autre. On élimine cet effet par différence, en faisant une première détermination sur une épaisseur aussi faible que possible, avec les mêmes surfaces argentées.

Il faut également tenir compte des conditions atmosphériques (température et pression) pour ramener les longueurs d'onde aux conditions normales (15° et 760 mm.). La correction est toujours très faible, car c'est un rapport de longueurs d'onde que l'on mesure; ce rapport serait indépendant des conditions atmosphériques si l'indice de l'air était le même pour les deux radiations que l'on compare. C'est donc seulement la *dispersion* de l'air qui intervient, et par suite la correction est très petite.

55. Résultats. — Les mesures interférentielles s'étendent maintenant entre les longueurs d'onde 2 300 et 9 000, c'est-à-dire dans la plus

grande partie de l'ultra-violet, le spectre visible et le commencement de l'infra-rouge. Les plus nombreuses se rapportent à l'arc entre tiges de fer, qui donne de très bons repères, excepté dans la région jaune aux environs de la longueur d'onde 5 800 où les raies du fer sont peu nombreuses et manquent de finesse. Quelques autres raies d'arc ont été également mesurées, ainsi que les spectres émis par divers gaz (hélium, néon, krypton) [**101**; **102**; **103**; **104**]; ces spectres de gaz donnent des raies très fines, fournissant des repères excellents.

Au sujet des raies émises par l'arc, les mesures très précises faites par interférence ont révélé de très légères variations de longueur d'onde pour une même raie selon les conditions dans lesquelles la raie est émise, en particulier selon que l'on prend la lumière émise par la partie centrale de l'arc ou au voisinage des électrodes [**105**; **106**; **107**]. Cet *effet de pôle* se fait sentir très inégalement sur les diverses raies; le plus souvent, il n'affecte que de 1 ou 2 unités le chiffre des millièmes d'angström; il y a cependant intérêt à s'en affranchir. L'arc entre tiges métalliques jaillissant dans le vide donnerait des repères encore meilleurs (voir § 60); malheureusement cette source de lumière est moins intense et d'un emploi beaucoup moins commode que l'arc dans l'air. Il vaut mieux se contenter de données un peu moins précises mais d'un emploi réellement pratique.

56. Application au spectre solaire. — Le spectre solaire est un spectre continu dans lequel existent un grand nombre de raies sombres produites par absorption. On peut, au moyen des appareils à lames argentées, obtenir des interférences correspondant à ces lignes noires, et mesurer ainsi ces lignes comme l'on mesure des lignes brillantes. Voici comment ce curieux phénomène d'interférence correspondant à une radiation manquante peut être réalisé.

Supposons que, dans le spectre solaire, on place une fente étroite qui laisse passer une petite largeur du spectre continu; on aura ainsi isolé une radiation à peu près monochromatique, ou plutôt un petit groupe de radiations comprises dans un étroit intervalle de longueurs d'onde. La lumière ainsi obtenue est utilisée pour éclairer un étalon interférentiel à lames argentées de faible épaisseur; on obtiendra des anneaux, déjà un peu flous parce que la radiation n'est pas exactement monochromatique. Dans chaque anneau brillant les diverses radiations simples qui existent dans la lumière employée sont séparées et juxtaposées; chacun de ces anneaux est un véritable spectre à grande dispersion de la lumière que reçoit l'appareil interférentiel. Supposons, maintenant, que le petit morceau de spectre isolé par la fente contienne une raie noire, c'est-à-dire un petit groupe de radiations manquantes. Sur chaque anneau

brillant, la place que devraient occuper ces radiations sera sombre; dans les anneaux brillants on verra un cercle noir qui pourra être considéré, au point de vue de son diamètre, comme l'anneau sombre correspondant à la raie noire du spectre solaire. On peut maintenant élargir peu à peu la fente de part et d'autre de la raie noire du spectre; les anneaux brillants s'élargissent peu à peu, jusqu'à disparaître complètement lorsque le bord intérieur de chaque anneau a rejoint le bord externe du suivant. A ce moment, il n'existera plus que les anneaux noirs, et la mesure de leurs diamètres permettra de mesurer la longueur d'onde de la raie solaire, exactement comme on le ferait pour une ligne brillante [**90**].

Ce dispositif est analogue à celui qui consiste, dans le cas des raies brillantes, à séparer une raie au moyen d'un monochromateur. On peut encore, dans le cas du spectre solaire, employer la méthode dans laquelle la lumière est analysée *après* son passage à travers l'appareil interférentiel (voir § 54) [**108**]. Le dispositif employé sera alors celui que représente la figure 52, mais au lieu de la lumière provenant de la source S c'est la lumière solaire qui sera envoyée dans l'appareil. Supposons d'abord que la fente du spectroscope soit très fine et que le pouvoir de définition de cet appareil soit extrêmement grand, de telle manière qu'à chaque point du spectre corresponde une radiation unique et parfaitement définie. La présence de l'appareil interférentiel produit alors le phénomène bien connu du *spectre cannelé;* à cause des propriétés des lames argentées ces cannelures ont l'aspect de lignes brillantes fines, légèrement courbes parce que la différence de marche varie d'un point à l'autre de la fente, et d'autant plus serrées que l'épaisseur de l'appareil interférentiel est plus grande.

Si l'on élargit la fente, les lignes brillantes qui forment les cannelures s'élargissent d'une quantité égale à la largeur de la fente et, lorsque le bord de chacune d'elles a rejoint le bord adjacent de la voisine, les cannelures disparaissent.

Supposons maintenant qu'une raie noire existe dans le spectre continu; cela revient à dire que les radiations contenues dans un étroit intervalle sont manquantes. Lorsque la fente est fine cette ligne noire, rectiligne, coupe les cannelures brillantes et légèrement courbes, donnant un aspect compliqué peu commode pour les mesures. Lorsque la fente s'élargit, les intersections de la raie noire avec les cannelures restent à la même hauteur, et lorsque les cannelures ont disparu la ligne noire reste visible sous la forme d'une série de points noirs, qui sont exactement complémentaires des points brillants que donnerait, dans les mêmes conditions, une raie brillante occupant la place de la raie noire.

La mesure de la distance de ces points équivaut à des mesures de diamètres d'anneaux et permet de calculer les longueurs d'onde.

En photographiant le spectre obtenu dans ces conditions on aura tous les éléments nécessaires pour mesurer, sur un même négatif, toutes les raies dont les images s'y trouvent contenues. On peut ainsi mesurer par interférences les raies noires du spectre solaire, aussi bien que les raies brillantes d'un spectre d'émission.

57. Application des interférences à la mesure de très petits changements de longueur d'onde. — Divers effets, en physique ou en astrophysique, se traduisent par de très petits changements de longueur d'onde d'une radiation. La méthode communément employée pour les étudier consiste à faire des mesures micrométriques de positions de raies dans un spectre très dispersé. Cette méthode, si simple en apparence, n'est pas toujours sans difficultés dans l'application. Il est nécessaire, en effet, d'éviter tout déplacement accidentel du spectre dans l'intervalle de temps qui sépare les deux observations, et cette condition n'est pas facile à réaliser lorsque les déplacements à mesurer sont très faibles. Parfois aussi la moindre dissymétrie dans l'éclairement de l'appareil spectroscopique amène des déplacements apparents des raies qui peuvent rendre illusoire toute mesure précise des déplacements réels.

La méthode interférentielle permet de mesurer ces petites variations sans faire intervenir aucun repère dans un spectre [**109**]. La chose invariable est une dimension matérielle (épaisseur d'un étalon interférentiel) dont il est facile de maintenir et de contrôler la constance. L'appareil dispersif, si l'on en emploie un, ne sert que de séparateur de radiations; sa précision et son invariabilité n'interviennent pas dans la mesure.

Prenons un étalon interférentiel à lames argentées d'épaisseur e, et faisons-le traverser par une radiation de longueur d'onde λ. L'ordre d'interférence au centre des anneaux sera

$$p = \frac{2\,e}{\lambda}.$$

Si la longueur d'onde vient à varier d'une petite quantité $d\lambda$, l'ordre d'interférence variera de dp et l'on aura

$$d\lambda = -\lambda \frac{dp}{p}.$$

La variation dp sera facile à déterminer en mesurant la variation de diamètre du premier anneau. Sans la moindre difficulté, on peut éva-

luer des variations atteignant au plus 0,01; on pourra donc constater des variations de longueur d'onde telles que

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{100\,p}.$$

La méthode est d'autant plus sensible que l'ordre d'interférence est plus élevé. Si, par exemple, on peut employer un appareil interférentiel ayant une épaisseur de 25 millimètres, l'ordre d'interférence p sera voisin de 100 000, et l'on pourra constater des variations de longueur d'onde ne dépassant pas, en valeur relative, 1 dix-millionième, c'est-à-dire voisines de la dix-millième partie de l'intervalle qui sépare les deux raies jaunes du sodium. On n'est limité, dans l'accroissement de la précision, que par le défaut de finesse des raies que l'on étudie; comme d'habitude, la méthode interférentielle s'adapte à chaque cas, de manière à permettre la mesure de toute quantité qui est définie par elle-même.

On va passer en revue quelques-unes des applications qui ont été faites de cette méthode.

58. Vérification directe du principe de Doppler-Fizeau. — Un des cas les plus connus de léger changement dans la longueur d'onde d'une radiation est celui qui est produit par le mouvement relatif de la source de lumière et de l'observateur. Si v est la projection de la vitesse relative sur le rayon lumineux, et V la vitesse de la lumière, une radiation de longueur d'onde λ est altérée de $d\lambda$ et l'on a

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{v}{V}.$$

Comme la vitesse V est excessivement grande, le changement ainsi produit est très faible avec les vitesses relatives que l'on peut réaliser dans les observations terrestres. Aussi, la vérification du principe de Doppler-Fizeau a-t-elle était faite d'abord par des observations astronomiques, soit dans le cas où la source et l'observateur ont un mouvement relatif, soit dans celui où il s'agit d'un corps mobile qui diffuse la lumière solaire. On sait quel vaste champ de recherches a été ouvert en astrophysique par l'introduction de la mesure des changements de longueur d'onde ainsi produits.

La vérification par des expériences de laboratoire est rendue difficile par l'extrême petitesse de l'effet à mesurer. Elle a été, cependant, tentée par Beloposky avec un appareil spectroscopique à prismes. Pour augmenter l'effet produit, on faisait réfléchir plusieurs fois la lumière sur des miroirs mobiles. On opérait sur la lumière solaire, et l'on cherchait à mettre en évidence le déplacement des raies produit par le

mouvement des miroirs. Les mesures semblaient déceler un déplacement des raies, tout juste perceptible, dans le sens prévu par la théorie.

En 1907, GALITZIN et WILIP ont repris ces mesures en utilisant le même ensemble de miroirs mobiles, mais en prenant une autre source de lumière et un autre appareil dispersif. Celui-ci était un échelon de Michelson (voir § 61); comme source de lumière on employait une lampe à vapeur de mercure. On opérait par photographie; des poses allant jusqu'à une heure étaient nécessaires, et il fallait prendre des précautions minutieuses pour se mettre à l'abri de l'effet des changements de température pendant un temps aussi long. Les vitesses déduites du déplacement des raies coïncident, à quelques pour cent près, avec celles que donne la mesure directe.

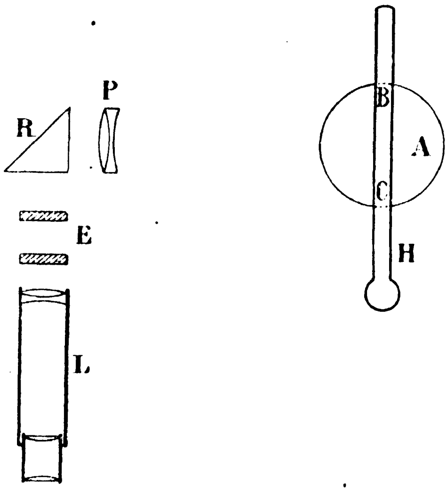


Fig. 53.

Comme on le voit, ces expériences sont délicates et exigent un équipage compliqué de miroirs tournants. En employant les moyens dont on dispose maintenant, FABRY et BUISSON [**110**] ont pu, en 1914, mettre en évidence et mesurer le phénomène de Doppler-Fizeau avec des dispositifs assez simples pour que l'expérience puisse constituer une manipulation d'élèves. Voici comment l'expérience a été disposée.

Pour éviter les difficultés qu'il y a à déplacer rapidement la source de lumière ou même des miroirs, on a pris comme objet mobile un corps diffusant; on est alors dans un cas analogue à celui qui se présente dans l'étude de la rotation des planètes. La figure 53 représente, en projection horizontale, le schéma de l'appareil. L'objet mobile est un disque horizontal de papier blanc A, de 16 centimètres de diamètre, mis en rotation rapide autour de son axe vertical; il est, pour cela, monté sur l'axe d'une écrémeuse à force centrifuge, petit appareil dont la manivelle

est mue à la main et qui, au moyen d'une multiplication de mouvement par engrenages, donne au disque une vitesse de rotation d'environ 200 tours par seconde; les points du bord du disque se déplacent ainsi avec une vitesse de 100 mètres par seconde. La source de lumière est une lampe Hewitt, placée horizontalement en H au-dessus d'un diamètre BC du disque de papier. Les points B et C ont des vitesses égales et opposées, mais perpendiculaires à tous les rayons lumineux qu'ils reçoivent; leur mouvement par rapport à la source de lumière ne produit aucun effet; seul, le mouvement par rapport à l'observateur produira un changement de longueur d'onde. Un observateur placé à une certaine distance dans la direction perpendiculaire à BC et regardant le disque sous une incidence très oblique le verra sous forme d'une ellipse très allongée dont une extrémité du grand axe s'éloigne de lui tandis que l'autre s'en rapproche. L'effet Doppler-Fizeau doit produire une petite différence entre les longueurs d'onde des radiations provenant de ces deux points, égale à 7×10^{-7} en valeur relative. Pour mettre en évidence cette petite différence, on s'est servi d'un étalon interférentiel à lames argentées de 65 millimètres d'épaisseur, représenté en E sur la figure. Les anneaux sont observés au moyen d'une lunette L visant à l'infini. Il importe que chaque point du champ soit éclairé par un seul point du disque, et pour cela qu'une image nette du disque se projette dans le champ de la lunette en même temps que l'image des anneaux; il faut donc rejeter à l'infini l'image du disque. Ce résultat est obtenu au moyen de la lentille P dont le plan focal contient la droite BC; l'axe de cette lentille est légèrement incliné afin que le disque ne soit pas vu rigoureusement par sa tranche. Le prisme à réflexion totale R renvoie la lumière à travers l'étalon interférentiel et la lunette d'observation; en faisant légèrement tourner ce prisme autour d'un axe vertical on déplace l'image du disque dans le champ de la lunette; un bord, puis l'autre, peuvent être amenés à éclairer le centre immobile des anneaux. Si le disque est immobile, ce changement n'amène aucun changement dans l'aspect des anneaux; lorsque le disque tourne on voit les anneaux se contracter quand on passe du bord qui se rapproche à celui qui s'éloigne de l'observateur.

Pour l'observation visuelle on se sert de la radiation verte isolée au moyen de cuves absorbantes (voir § 7). Avec la différence de marche de 130 millimètres qui a été employée, l'ordre d'interférence est d'environ 240 000. L'effet Doppler-Fizeau produit un changement d'environ 1/6 d'anneau, assez grand pour être constaté facilement sans faire aucune mesure. Si l'on veut faire des mesures il y a, comme d'habitude, grand avantage à employer la photographie. On utilise alors la raie violette, et on remplace la lunette par une chambre photographique mise au

point pour l'infini ; on fait des poses successives en employant les deux bords du disque animé d'une vitesse de rotation connue, et l'on mesure la variation de longueur d'onde en déterminant sur le négatif les diamètres d'anneaux selon la méthode habituelle. Les poses nécessaires pour obtenir les plaques sont extrêmement courtes : avec l'appareil photographique que nous avons employé (distance focale 50 centimètres, ouverture utile 2 centimètres, et par suite ouverture numérique 1/25) on obtient un bon négatif avec cinq secondes de pose ; toute l'expérience est achevée en une dizaine de secondes, et l'on est à l'abri des difficultés provenant de l'effet des changements de température sur l'appareil interférentiel.

On peut, finalement, comparer l'effet mesuré avec celui que fait prévoir la théorie. On n'a pas cherché à obtenir le maximum de précision ; cependant, la vérification se fait d'une manière très satisfaisante. En perfectionnant les détails de la mesure, en employant des vitesses plus grandes, plus régulières et mieux connues, on pourrait arriver à une très bonne précision. On pourrait ainsi mesurer avec précision la vitesse de la lumière par une méthode très différente des méthodes classiques et, à certains égards, plus simple.

59. Petites variations de longueur d'onde dans les spectres d'émission. — Les raies d'émission d'un gaz lumineux sont évidemment liées aux vibrations internes de l'atome ; il paraît naturel *a priori* de penser que les fréquences de ces vibrations sont indépendantes des conditions extérieures, et que par suite chacune des raies d'un spectre d'émission a une longueur d'onde absolument fixe. C'est ce que l'on a longtemps admis implicitement, et de nombreuses observations ont, en effet, montré que chaque raie d'un spectre occupe une place fixe, lorsque l'on se contente de mesures n'atteignant pas le plus haut degré de précision. Lorsque des moyens puissants ont pu être employés, on s'est aperçu que cette fixité n'était pas absolue, et que de petites variations de longueur d'onde pouvaient se produire sous diverses influences dont le mode d'action est loin d'être éclairci. Tout récemment, la découverte des isotopes et des différences entre leurs spectres est venue donner à l'étude de ces très petits écarts une importance que l'on ne soupçonnait pas. On va passer en revue les diverses influences qui peuvent produire de telles variations.

La première qui ait été mise nettement en évidence est *l'effet de pression*, découvert par Humphreys et Mohler [**115**]. Il consiste en ce que la longueur d'onde des raies varie lorsque l'on fait varier la pression totale de l'atmosphère dans laquelle ces raies sont produites. La nature du gaz qui produit la pression ne paraît pas avoir d'influence prépon-

dérante; l'effet se produit aussi bien sur les raies d'absorption que sur les lignes d'émission, aussi bien sur l'arc électrique que sur les flammes. Le déplacement a toujours lieu vers les grandes longueurs d'onde lorsque la pression augmente. Les déplacements sont, au moins à peu près, proportionnels aux variations de pression; ils sont très variables d'un corps à un autre, et même d'une raie à une autre; comme ordre de grandeur, ils sont ordinairement de quelques millièmes d'angström par atmosphère. Un grand nombre de mesures ont été faites, principalement sur les raies émises par l'arc électrique produit dans une atmosphère sous pression [**116; 117**] allant jusqu'à 100 atmosphères. Les déplacements sont alors considérables et peuvent être facilement mesurés au moyen de spectres de réseaux.

L'emploi de méthodes interférentielles permet de mettre en évidence ces déplacements même pour de faibles variations de pression, par exemple en passant du vide à la pression atmosphérique. Parmi les expériences de ce genre on peut facilement répéter la suivante. On produit la double raie jaune du sodium au moyen d'une flamme contenant un peu de sel de sodium, et l'on observe les anneaux d'interférence au moyen d'un étalon à lames argentées. Si une flamme moins chaude est interposée sur le trajet des rayons lumineux, on observe le phénomène bien connu du renversement des raies, et chaque anneau brillant est coupé symétriquement par une ligne sombre. On peut faire la même expérience en produisant l'absorption par un ballon, dans lequel on a fait le vide après y avoir introduit un morceau de sodium, et que l'on chauffe assez pour qu'il s'y produise un peu de vapeur de sodium; la vapeur absorbante n'étant plus à la même pression que celle qui émet, il y a un petit écart de longueur d'onde entre la raie d'absorption et le milieu de la raie d'absorption, écart qui atteint environ 0,013 angström. Chaque anneau brillant est alors coupé par un anneau sombre qui n'occupe pas son milieu.

L'accroissement de pression produit en même temps des effets d'élargissement des raies, parfois d'une manière symétrique, quelquefois d'une manière dissymétrique, qui peuvent compliquer et même masquer le phénomène principal. Comme conséquence pratique, pour avoir la vraie place d'une raie, telle que la donnent les vibrations libres de l'atome, il est prudent de produire l'émission dans une atmosphère à basse pression.

Diverses hypothèses ont été émises pour expliquer ces effets de pression; aucune n'est complètement satisfaisante.

Un autre effet, dû également à l'influence des molécules voisines, a été découvert par M. Burns [**111**]. Il consiste en ceci que la longueur d'onde est légèrement altérée lorsqu'une raie est émise par un corps qui

n'entre qu'en très faible proportion dans le gaz lumineux (raies d'impureté). L'écart, tantôt dans un sens tantôt dans l'autre, a été constaté sur les raies du baryum et sur celle du manganèse produites dans l'arc entre tiges de fer, ainsi que dans la raie rouge du cadmium produite par une lampe au mercure contenant un peu de cadmium. Le changement est lié non pas à la présence de particules matérielles ordinaires, mais au voisinage de particules lumineuses d'une autre espèce que celles que l'on étudie.

Une troisième cause de variation consiste dans l'*effet du pôle*, dont on a déjà dit quelques mots (§ 55). Il est bien probable que cet effet se ramène à l'influence d'un champ électrique (effet Stark) sur le rayonnement.

Enfin, l'extraordinaire découverte des isotopes est venue montrer l'existence d'une cause toute différente de variation des raies spectrales. Rappelons en quoi consiste cette découverte.

Certains éléments existent sous des formes absolument identiques au point de vue chimique, par suite inséparables par les méthodes de la chimie analytique, mais différant par leur poids atomique, c'est-à-dire par la quantité que l'on considérait, il y a peu de temps, comme la plus caractéristique de chaque élément. Le fait est maintenant établi d'une manière certaine pour le plomb, ce métal n'ayant pas le même poids atomique selon qu'il s'agit du plomb vulgaire ou du plomb extrait de certains minéraux radio-actifs. La belle méthode d'analyse par les rayons α, due à J. J. THOMSON, a permis de découvrir des isotopes dans d'autres corps que le plomb (néon, mercure, chlore, etc.).

Dès la découverte des isotopes du plomb, l'idée est venue de comparer les spectres de ces éléments. Aucune différence n'a pu d'abord être décelée. Il a été montré récemment qu'il existe une très petite différence de longueur d'onde dans les raies des spectres des deux plombs. Pour mettre en évidence ces très petits écarts, il a fallu d'abord produire les raies très fines, ce qui a été obtenu en produisant l'émission dans une atmosphère à très basse pression. Il fallait en outre se servir d'un appareil spectroscopique suffisamment puissant. En employant un puissant réseau de MICHELSON, ayant 25 centimètres de partie striée, associé à un objectif de 10 mètres de foyer, M. ARONBERG [**112**] a mis en évidence un écart d'environ 0,004 angström pour la raie 4058 des deux plombs. Ce fait important a été confirmé avec des appareils beaucoup plus simples par M. MERTON [**113**], qui se servait d'un étalon interférentiel à lames argentées. M. MERTON pense avoir également mis en évidence un écart entre les raies de deux échantillons de thallium.

Ces recherches méritent d'être poursuivies ; elles ouvrent une voie

nouvelle dans l'étude d'une des questions les plus intéressantes de la physico-chimie.

60. Petits écarts de longueur d'onde entre les raies du spectre solaire et celles des sources artificielles. — Un très grand nombre de lignes noires du spectre solaire coïncident avec des raies brillantes émises par diverses vapeurs métalliques, révélant ainsi la présence de nos divers corps simples dans le soleil. Pour certains corps, comme le fer, le nombre des raies pour lesquelles la coïncidence est facile à constater se chiffre par milliers, ce qui exclut toute idée de coïncidence accidentelle. On a longtemps admis implicitement que la coïncidence était rigoureusement réalisée, sans que l'on ait cherché à apporter le maximum de précision dans l'examen de la question.

Les mesures de Rowland furent les premières qui firent soupçonner de petits écarts entre les longueurs d'onde des raies solaires et celles des raies d'arc. D'une manière générale, on trouvait que les raies solaires étaient très légèrement déplacées vers le rouge par rapport aux raies de l'arc électrique ; un certain nombre de déplacements furent mesurés par Jewell [**114**]. La plupart ont lieu dans le sens indiqué, mais un assez grand nombre sont en sens inverse. Très surpris de ces différences, que n'expliquait aucune propriété connue des gaz rayonnants, Rowland pensa à une influence possible de la pression du gaz sur la longueur d'onde de la radiation émise ou absorbée. Sur sa suggestion, ses élèves Humphreys et Mohler étudièrent cette influence et trouvèrent que la longueur d'onde de toutes les raies d'émission ou d'absorption augmente légèrement lorsque la pression du gaz dans lequel jaillit l'arc électrique augmente. L'effet est d'ailleurs faible ; pour la plupart des raies du fer le déplacement est de quelques millièmes d'angström pour une élévation de pression de 1 atmosphère. Rowland attribua le déplacement des raies du spectre solaire à la pression existant dans l'atmosphère solaire, à l'endroit où se fait l'absorption (couche renversante). Il restait, toutefois, de nombreuses particularités à expliquer, en particulier le déplacement de certaines raies en sens inverse.

Les mesures de Rowland avaient été faites au moyen de ses réseaux concaves, en photographiant successivement sur la même plaque le spectre solaire et le spectre de l'arc. Les difficultés signalées plus haut (voir § 57) dues aux déplacements possibles entre les deux poses s'étaient fait vivement sentir; Rowland avait souvent attribué, au moins en partie, les écarts observés à de légers déplacements de la plaque ou du réseau.

La question a été étudiée de nouveau en 1909 par Fabry et Buisson [**109**]. La comparaison a été faite par la méthode interférentielle décrite

plus haut; on photographiait successivement les interférences produites par un même étalon interférentiel dans le spectre solaire et le spectre de l'arc. La constance de l'appareil dispersif n'intervient pas dans la mesure; seul l'appareil interférentiel doit rester invariable, et ce résultat est facile à obtenir à cause de la petite dimension et de la robuste construction de cet appareil.

L'existence de différences entre les longueurs d'onde des raies solaires et des raies de l'arc au fer a été mise hors de doute par ces mesures. Dans la plupart des cas, lorsque l'on passe de l'arc au soleil, on trouve un déplacement vers le rouge de quelques millièmes d'angström; mais d'assez nombreuses raies se comportent autrement. Quelques-unes donnent un déplacement dans le même sens, mais beaucoup plus grand, s'élevant parfois jusqu'à 0,030; d'autres donnent un déplacement très notable en sens inverse. Le phénomène brut se présente ainsi sous un aspect fort complexe; il y avait lieu de se demander si quelque cause accessoire n'intervenait pas pour le compliquer. Cette cause a été trouvée en étudiant l'élargissement des raies de l'arc électrique.

Les raies d'émission de l'arc ne sont pas infiniment fines; toutes s'élargissent plus ou moins lorsque l'on augmente la pression et aussi lorsque l'on fait croître l'intensité du courant. En mesurant une longueur d'onde on mesure, plus ou moins exactement, la position du milieu de la raie brillante. Plus la raie est fine plus la mesure est précise, et plus on a de chances d'atteindre la véritable position de la raie telle qu'elle serait définie par les vibrations de la particule lumineuse; il est donc d'un grand intérêt de se placer dans les conditions où la raie est aussi fine que possible. Dans le cas de l'arc électrique entre tiges de fer, on augmente beaucoup la finesse des raies en faisant jaillir l'arc dans le vide.

L'appareil employé pour cela est celui que représente la figure 54. Le cylindre de fonte A porte un col horizontal B fermé par une lame de verre ou de quartz C qui laisse passer la lumière. Le couvercle rodé D porte une ouverture V reliée à la pompe. L'une des électrodes E est fixée au couvercle par l'intermédiaire d'une pince qui permet de la mettre en place. L'autre électrode E' peut glisser verticalement; elle est mastiquée dans le tube de verre T' et passe librement dans le tube de verre T fixé dans la tubulure F du couvercle. Les deux tubes de verre T et T' sont reliés par le tube de caoutchouc H qui assure l'étanchéité et laisse un jeu suffisant pour l'allumage et le réglage de l'arc.

On obtient ainsi un spectre dont les raies sont beaucoup plus fines que celles du spectre de l'arc dans l'air; leur largeur est à peu près

la même pour toutes les raies d'une même région; elle est voisine de 0,030 angström. Si l'on passe à l'arc dans l'air, toutes les raies s'élargissent, et cet élargissement s'accentue à mesure que l'on augmente l'intensité du courant. Mais cet élargissement ne se produit pas de la même manière pour toutes les raies; on peut, à ce point de vue, les classer en trois groupes :

1° Pour le plus grand nombre de raies, l'élargissement a lieu

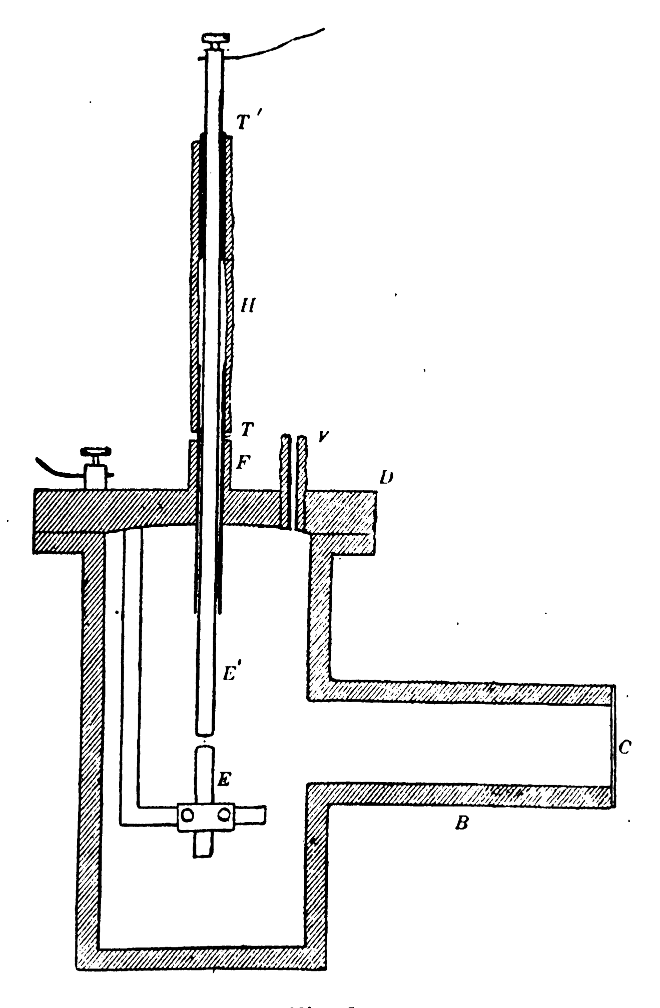


Fig. 54.

d'une manière symétrique par rapport à la position de la raie fine, et n'est relativement pas très grand; lorsque l'arc est produit dans l'air et que le courant n'est pas trop intense (4 ou 5 ampères par exemple), la largeur de ces raies est d'environ 0,060 angström. L'élargissement, étant symétrique, ne produit aucun changement apparent de longueur d'onde; en comparant la raie fine produite par l'arc

dans le vide avec la raie plus large produite par l'arc dans l'air, on trouve seulement le très léger accroissement de longueur d'onde produit par l'effet de la pression, égal à 0,002 ou 0,003 angström;

2° Un petit nombre de raies s'élargissent d'une manière dissymétrique; cet élargissement, quelle qu'en soit la cause, se traduit par un déplacement apparent de la raie du côté où l'élargissement est prépondérant. Dans le vide, la cause d'élargissement n'agit pas, car ces raies sont aussi fines que les autres; dans l'air, l'élargissement se produit, et l'on observe un changement notable de longueur d'onde, d'ailleurs variable avec l'intensité du courant. Dans un deuxième groupe on rangera les raies pour lesquelles l'élargissement a lieu vers le rouge, et qui par suite montrent, en passant du vide à l'air, un déplacement anormal vers le rouge;

3° Un dernier groupe comprendra un petit nombre de raies qui, elles aussi, s'élargissent d'une manière dissymétrique, mais vers les petites longueurs d'onde; elles présentent des variations apparentes de longueur d'onde, mais en sens inverse.

Ces résultats montrent que, lorsqu'on étudie l'arc ordinaire dans l'air, les longueurs d'onde de certaines raies sont, en quelque sorte, altérées par une cause accessoire. Or ce sont justement ces raies qui donnent des résultats anormaux lorsque l'on compare le spectre solaire avec celui de l'arc, et l'anomalie est justement du sens que fait prévoir l'anomalie dans l'arc. On est alors conduit à comparer le spectre solaire non pas avec le spectre de l'arc ordinaire mais avec celui de l'arc dans le vide, qui est débarrassé de toutes ces anomalies. En faisant cette comparaison, on trouve que les résultats deviennent simples et réguliers : sans aucune exception, les raies du spectre solaire sont déplacées vers le rouge par rapport aux raies de l'arc dans le vide, et les déplacements anormalement grands ont disparu; dans la région comprise entre 4 000 et 5 000 les déplacements sont entre 0,005 et 0,010 angström.

En résumé, il existe dans l'arc électrique une cause qui élargit dissymétriquement certaines raies; cette cause n'agit pas dans le soleil.

D'autre part, il existe dans la couche renversante de l'atmosphère solaire une cause qui déplace toutes les raies vers les grandes longueurs d'onde, d'une quantité égale à quelques millièmes d'angström.

Quant à la cause de ce déplacement, il n'est pas facile de l'indiquer avec une complète certitude; plusieurs phénomènes très différents peuvent produire le même effet, et entre les diverses explications qui peuvent en résulter le départ n'est pas facile à faire. Trois explications différentes, et peut-être en partie concomitantes, peuvent être invoquées.

1° *L'effet de pression*, invoqué par Rowland, pourrait expliquer

le déplacement observé. S'il existait seul, une pression de cinq à six atmosphères dans la couche renversante expliquerait à peu près le phénomène. Toutefois, cette explication ne paraît pas rendre parfaitement compte des faits. Le déplacement par la pression est assez variable d'une raie à une autre; les mêmes variations devraient se retrouver dans la différence entre soleil et arc; or, autant que l'on peut en juger par les mesures existantes, cette concordance ne paraît pas réalisée.

2° *L'effet Doppler-Fizeau* produirait un déplacement vers le rouge des raies du spectre solaire si l'on admettait que, dans la couche renversante, toutes les particules actives pour produire l'absorption ont un mouvement dirigé vers la partie centrale du soleil. Un tel mouvement pourrait s'expliquer en admettant que ces centres absorbants sont ionisés et qu'ils se trouvent dans un champ électrique. Les hypothèses qu'il faut faire pour rendre acceptable cette explication paraissent un peu artificielles.

3° *L'effet Einstein* (variation de période lorsque la particule vibrante est dans un champ de gravitation) conduit à un déplacement qui est bien dans le sens des phénomènes observés; on peut se demander si cet effet n'explique pas, à lui seul, le phénomène. Des opinions très diverses ont été émises à cet égard [**118**; **119**]; d'après les plus récentes recherches, il semble que l'effet Einstein soit bien la cause principale de la petite différence de longueur d'onde entre le spectre du soleil et celui de l'arc [**120**; **121**].

Il faut cependant reconnaître que la question n'est pas complètement close. Certains faits restent inexpliqués, en particulier la petite différence de longueur d'onde qui existe entre les raies du spectre solaire selon qu'on prend le spectre du centre ou celui du bord du soleil [**109**]. D'autre part, les comparaisons entre raies solaires et raies de sources artificielles ne sont pas encore assez nombreuses. La difficulté, dans ces déterminations, n'est pas tant de mesurer les très petits écarts entre les deux raies que de s'affranchir des petites causes de déplacement des raies d'émission sous l'influence de la pression, du courant électrique, des impuretés, etc. La raie solaire doit être comparée non pas à une raie d'émission prise dans des conditions quelconques mais à la raie telle qu'elle serait observée si l'atome vibrant existait seul et était soustrait à toute perturbation. C'est surtout dans la purification de l'émission par la source artificielle que réside la difficulté du problème des déplacements des raies solaires.

61. Emploi des appareils interférentiels pour la séparation et l'analyse des radiations très voisines. — Les appareils spectroscopiques

ont pour rôle essentiel de séparer les diverses radiations simples qui constituent un rayonnement. Toutefois, la puissance de chaque appareil dans ce travail de séparation est limitée ; les qualités de chaque appareil à ce point de vue sont définies par un coefficient, appelé *pouvoir séparateur*, et dont voici la définition. Supposons que, dans une région du spectre de longueur d'onde λ l'appareil sépare tout juste deux radiations dont les longueurs d'onde diffèrent de $d\lambda$. On appellera pouvoir séparateur le quotient

$$P = \frac{\lambda}{d\lambda}.$$

Plus l'appareil est parfait plus la quantité $d\lambda$ est petite, et par suite plus le pouvoir séparateur P est grand. Un spectroscope permettra de pousser l'analyse d'un système de radiations d'autant plus loin que son pouvoir de séparation est plus grand ; toutefois, certaines considérations pourront conduire à sacrifier quelque chose sur le pouvoir séparateur au profit de quelque autre qualité. C'est ainsi que, dans bien des cas, on dispose de peu de lumière, et que l'on est obligé de choisir un appareil de grande luminosité ; dans le cas d'appareils utilisant la photographie (spectrographes), il est souvent utile que chaque plaque contienne une grande étendue du spectre, en d'autres termes que le *champ* obtenu sur une même plaque soit grand.

Dans les appareils spectroscopiques ordinaires, à prismes ou à réseaux, on est limité dans l'accroissement du pouvoir séparateur par les difficultés de plus en plus grandes de construction. Pour les appareils à prismes, on ne peut accroitre ce pouvoir qu'en augmentant les dimensions des prismes, ce qui rend la construction de plus en plus coûteuse et de plus en plus difficile à cause de la difficulté d'obtenir de grandes masses de verre parfaitement homogènes. Pour les réseaux, il faut augmenter de plus en plus le nombre total des traits. Les défauts presque inévitables de construction font que ces divers appareils sont souvent très loin d'avoir le pouvoir de définition qu'assigne la théorie.

Les appareils interférentiels ont fourni des méthodes de séparation très délicates, qui ont cet avantage de s'adapter facilement aux divers cas ; ils donnent un pouvoir de séparation plus ou moins grand à volonté, et permettent finalement de séparer des raies, si faible que soit leur distance, pourvu qu'elles ne se recouvrent pas, c'est-à-dire toutes les fois qu'elles sont réellement séparées. Ces méthodes ont été employées d'abord avec des appareils interférentiels à deux ondes, qui ne résolvent que partiellement le problème, puis avec des appareils à ondes multiples, qui donnent une solution complète. On va passer en revue ces différents appareils.

Emploi des appareils interférentiels à deux ondes. — C'est à FIZEAU [**127**] que remonte la première idée de cette application, comme conséquence de ses expériences sur les interférences produites par la double raie jaune du sodium. Un appareil à franges de lames minces, comme celui de la figure 12, est éclairé par la lumière du sodium, et l'on augmente progressivement la différence de marche en écartant l'une de l'autre les deux surfaces qui limitent la lame. Les franges, d'abord parfaitement nettes, deviennent progressivement moins visibles, et lorsque l'on est arrivé vers la 500e frange (épaisseur de la lame environ $0^{mm},15$) les franges ont complètement disparu; cela tient à ce que les maxima produits par l'une des radiations coïncident alors exactement avec les minima donnés par l'autre, et comme leurs intensités sont à peu près égales, l'éclairement devient uniforme. Si l'on augmente encore la différence de marche, les franges reparaissent et, pour une épaisseur double, elles ont repris toute leur netteté; à ce moment le décalage entre les systèmes de franges des deux radiations atteint une frange entière, la 1000e frange de l'un des systèmes coïncidant avec la 1001e de l'autre. En écartant encore, les franges disparaissent de nouveau, puis reparaissent, et ainsi de suite. FIZEAU put ainsi observer jusqu'à la 52e réapparition, correspondant à une différence de marche de 30 millimètres.

On voit par cet exemple que la constitution de la lumière employée se révèle par les variations de netteté des franges. FIZEAU mesura avec soin la *période d'apparition* et s'en servit pour calculer une valeur très exacte de la différence des longueurs d'onde des deux raies du sodium.

D'autre part, à chacune des réapparitions la netteté est un peu moins grande. Cela tient à ce que chacune des deux raies n'est pas une radiation rigoureusement monochromatique, mais a une largeur finie. FIZEAU fit quelques expériences sur des raies simples, comme la raie rouge du lithium et la raie verte du thallium, toutes deux émises par la flamme. Dans ce cas, la netteté des franges diminue progressivement, sans maxima ni minima, à mesure que la différence de marche croît; à partir d'une certaine valeur de la différence de marche les franges cessent d'être visibles. Plus la raie est large, plus cette *limite d'interférence* sera rapidement atteinte; la limite d'interférence pourra donc caractériser la finesse de la raie qui a servi à produire le phénomène.

Cette méthode d'étude des radiations a été systématisée et considérablement étendue par MICHELSON [**61**]. Dans ses recherches, FIZEAU avait employé les franges d'égale épaisseur, observées en lumière parallèle. MICHELSON introduisit l'emploi de son appareil interférentiel, qui donne des courbes d'égale inclinaison, localisées à l'infini; cette manière d'opérer est beaucoup plus avantageuse lorsque les différences de mar-

chè deviennent grandes. L'appareil de MICHELSON, très bien étudié et très bien construit, permet d'explorer rapidement le phénomène pour des différences de marche variant dans des limites très étendues. Pour faire l'étude d'une radiation complexe, formée d'un mélange de radiations simples comprises dans un intervalle très étroit du spectre, on éclaire l'appareil interférentiel avec cette radiation, et l'on augmente progressivement la différence de marche; de loin en loin, on examine les franges, et l'on note leur degré de netteté. Celui-ci est défini par MICHELSON de la manière suivante : soit I l'intensité d'un maximum de lumière, et *i* l'intensité du minimum voisin; on appellera coefficient de visibilité le rapport

$$V = \frac{I - i}{I + i}.$$

Cette quantité est égale à 1 lorsque les franges ont leur maximum de netteté (minima absolument sombres) et devient égale à o lorsque les franges cessent d'être visibles ($i = I$). MICHELSON a montré qu'une simple estimation de la visibilité permet, avec quelques précautions, d'assigner une valeur assez exacte du coefficient V. On pourra, finalement, tracer une courbe donnant la valeur de V en fonction de la différence de marche (courbe de visibilité). Les particularités de la radiation employée se révèlent sur cette courbe. Par exemple, une raie double se traduira (comme dans le cas de la raie du sodium) par une variation périodique de la visibilité, avec des minima nuls si les deux composantes sont de même intensité, et seulement diminution périodique si l'une des raies est plus faible que l'autre. La finesse d'une raie simple pourra être caractérisée par la différence de marche à partir de laquelle les interférences cessent d'être visibles.

C'est surtout dans cette question de la finesse plus ou moins grande des diverses raies que MICHELSON a obtenu des résultats importants; on reviendra un peu plus loin sur cette question (voir § 63). Quant à la composition spectrale des diverses raies, les expériences de MICHELSON révélèrent ce résultat inattendu que beaucoup de raies émises par les vapeurs métalliques étaient, en réalité, complexes; elles sont souvent formées d'une raie principale, accompagnée d'un certain nombre de raies plus faibles et excessivement voisines, qui ont été désignées sous le nom de *raies satellites*. Leur présence se révèle, sur la courbe de visibilité, par une série de maxima et de minima, distribués d'une manière d'autant plus compliquée que les satellites sont plus nombreux.

Les observations de MICHELSON donnèrent des renseignements très intéressants sur ces satellites dans un assez grand nombre de cas; la

courbe de visibilité ne peut cependant pas fixer complètement leur position. Prenons comme exemple le cas d'une double raie, formée de deux radiations d'intensités inégales; la courbe de visibilité révélera bien l'existence de ces deux radiations, elle permettra de calculer exactement l'écart de leurs longueurs d'onde et même le rapport de leurs intensités, mais il sera impossible de dire si c'est la plus intense ou la plus faible des deux raies qui a la plus grande longueur d'onde. Dans des cas plus complexes, l'indétermination devient plus complète.

L'emploi d'interférences à ondes multiples résout complètement la question.

Emploi des franges de lames argentées. — Dès que l'on emploie des interférences à ondes multiples, le phénomène change d'aspect; les franges prennent la forme de lignes brillantes fines, séparées par de larges intervalles sombres, et cet aspect est d'autant plus marqué que le nombre des ondes qui entrent en jeu est plus grand. Si la radiation qui éclaire l'appareil est formée, par exemple, de deux radiations simples, chacune d'elles donne son système de franges, et ces deux systèmes se juxtaposent sans se fondre, à cause de leur aspect particulier. Supposons que l'on puisse faire croître progressivement la différence de marche à partir de zéro; les deux systèmes de franges, d'abord confondus, se sépareront peu à peu, la ligne de plus grande longueur d'onde donnant la frange qui se trouve du côté des numéros d'ordre croissants; les deux raies sont ainsi vues séparément, avec leurs intensités respectives et leurs positions dans le spectre, comme avec un appareil à prismes ou à réseaux. La séparation entre les deux lignes s'accentue à mesure que la différence de marche augmente, et elle devient complète lorsque le numéro d'ordre atteint la valeur

$$p = \frac{1}{2}\frac{\lambda}{d\lambda},$$

en appelant $d\lambda$ la différence de longueur d'onde des deux composantes. A ce moment, les lignes de l'un des systèmes sont intercalées entre celles de l'autre.

Les propriétés de l'appareil sont exactement comparables à celles d'un réseau qui est, lui aussi, un appareil à ondes multiples; on peut dire que chaque frange, séparée en radiations simples, est un véritable spectre de la source de lumière; mais dans le cas d'un réseau le nombre des ondes interférentes est énorme (jusqu'à 100 000), tandis qu'il est bien plus petit dans le cas des appareils interférentiels; par contre, dans le cas du réseau on se sert de spectres d'ordre faible (rarement plus de 4 ou 5), tandis que les appareils interférentiels permettent d'observer

des franges d'ordre aussi élevé que l'on veut, ou que le permet la finesse des raies étudiées; souvent des franges d'ordre 100 000 et au delà sont utilisées; le pouvoir de séparation n'a, théoriquement, aucune limite.

Cette méthode [**128; 129**] est particulièrement facile et sûre lorsqu'on emploie les interférences produites par une lame à faces parallèles dont les deux faces sont argentées. Le réglage de l'appareil est facilement vérifié à chaque instant, ce qui met l'observateur à l'abri des erreurs dues aux défauts de construction, erreurs fréquentes dans des appareils plus compliqués. Le pouvoir séparateur peut être adapté à chaque cas en choisissant l'épaisseur de la lame, soit en se servant d'un interféromètre, soit avec des étalons de diverses épaisseurs.

Le nombre des ondes qui interfèrent est, dans le cas des lames argentées, théoriquement infini, mais pratiquement assez faible, car les intensités des faisceaux successifs qui ont subi un nombre croissant de réflexions va rapidement en diminuant. Il en résulte que l'on ne peut pas séparer en ses éléments une raie formée d'un très grand nombre de composantes. Chaque frange brillante étant d'autant plus fine que le pouvoir réflecteur est plus élevé, le nombre de lignes distinctes que l'on peut apercevoir simultanément sans confusion croît avec ce pouvoir réflecteur. Dans de bonnes conditions d'observation, il n'y a aucune difficulté à dissocier complètement un groupe de 5 ou 6 raies très voisines.

Réseau à échelon de Michelson [**130**]. — C'est encore un appareil à ondes multiples, mais intermédiaire par son principe entre le réseau ordinaire et l'appareil à lames argentées. Les ondes interférentes sont toutes de même intensité, comme dans le réseau, mais beaucoup moins nombreuses que dans ce dernier appareil; leur nombre ne dépasse pas quelques dizaines. Les franges observées sont d'un ordre beaucoup plus élevé que dans le réseau, mais ce nombre est fixe et ne peut être augmenté à volonté comme dans l'appareil à lames argentées.

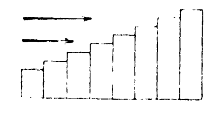


Fig. 55.

La figure 55 donne le schéma de l'appareil. On voit qu'il se compose d'une série de lames de verre, ayant toutes la même épaisseur (par exemple 1 centimètre) et superposées de telle manière que chacune d'elles soit, par rapport à la précédente, en retrait d'une quantité constante (par exemple 1 millimètre); le tout forme un ensemble ayant

l'aspect d'un escalier. On place cet empilement entre un collimateur et une lunette visant à l'infini; l'image de la fente, élargie par la diffraction, est formée par la superposition d'autant d'ondes qu'il y a de lames; chacune présente par rapport à la précédente une différence de marche égale à $(\mu - 1)\,e$, en désignant par μ l'indice de réfraction du verre et par e l'épaisseur de chaque lame. On est donc bien dans le cas des interférences à ondes multiples, puisque ces différences de marche forment une progression arithmétique. Sans entrer ici dans le détail de la formation des images, que rend assez complexe l'existence des phénomènes de diffraction, on voit que les diverses radiations simples donneront chacune une image distincte de la fente, correspondant à un véritable spectre.

La construction de l'appareil est un peu délicate, à cause de la difficulté d'obtenir des lames ayant exactement la même épaisseur. Certains appareils mis dans le commerce ne semblent pas avoir le pouvoir de définition théorique. Ils ont cependant donné des résultats intéressants.

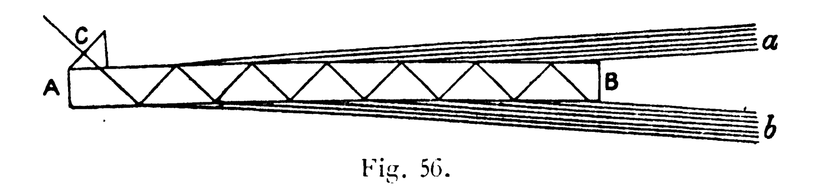


Fig. 56.

Lames de Lummer et Gehrcke [**131**]. — Les ondes successives qui interfèrent sont, dans ce cas, produites par réflexion, comme dans les appareils à lames argentées; mais, pour obtenir un pouvoir réflecteur élevé, le moyen est différent. On se sert d'une simple lame de verre, à faces parallèles, que la lumière traverse dans des conditions telles qu'elle subisse presque la réflexion totale. La figure 56 indique la marche des différents rayons qui, partis de la fente d'un collimateur, viennent se réunir dans la lunette.

Pour avoir un grand nombre de rayons qui interfèrent, il est nécessaire que la lame de verre ait une grande longueur; elle doit avoir ses faces rigoureusement parallèles, pour que les différences de marche soient bien exactement en progression arithmétique. Si cette condition n'est pas parfaitement réalisée, il se produit des phénomènes analogues à ceux que donne un réseau présentant des erreurs de tracé : chaque radiation monochromatique donne, en plus de l'image régulière, un certain nombre de fausses images qui peuvent être prises pour des satellites accompagnant la raie principale. Plusieurs résultats inexacts ont été trouvés comme conséquences de défauts de ce genre [**132**]. Ayant

reconnu ces défauts, Lummer et Gehrcke ont indiqué le moyen de s'en préserver, en combinant ensemble l'emploi de deux lames, qui ne présentent certainement pas les mêmes imperfections ; on peut ainsi distinguer les images parasites des véritables raies satellites.

62. Quelques résultats sur les satellites et le phénomène de Zeeman. — Les observations de Michelson avaient porté sur une vingtaine de raies, émises par divers gaz ou vapeurs à faible pression, illuminés par le courant électrique. Il se trouva que la grande majorité des raies étudiées se montrèrent complexes ; la raie rouge du cadmium était presque la seule qui ne fût pas accompagnée d'un nombre plus ou moins grand de satellites. En généralisant, on aurait pu croire que l'existence de satellites était la règle presque universelle. Il n'en est probablement pas ainsi. Les raies étudiées étaient les lignes brillantes situées dans le spectre visible ; il se trouve que beaucoup de ces raies sont de celles qui ont pu être groupées en *séries* selon les règles découvertes par Rydberg et par Kayser et Runge ; les plus nombreuses des raies étudiées appartiennent à la série désignée par Kayser et Runge sous le nom de deuxième série secondaire. L'existence de satellites semble une particularité des raies de cette série, bien qu'elle se trouve parfois dans d'autres raies. Les recherches ultérieures ont montré qu'il existe un certain nombre de raies simples, en particulier des raies du néon et du krypton, qui ne se groupent pas en série. La raie rouge du cadmium n'est pas non plus une raie de série.

L'existence de satellites est donc une particularité extrêmement curieuse de certaines raies. La méthode de Michelson ne permettait pas de débrouiller complètement l'arrangement de ces satellites. De nombreuses recherches ont été faites depuis. Les plus récentes et les plus complètes sont celles qui ont été entreprises par les physiciens japonais, principalement par Nagaoka et par Takamine [**133**; **134**]. Tous les appareils de spectroscopie interférentielle ont été employés, soit séparément soit combinés deux à deux. Les observations ont porté surtout sur les raies du mercure, mais aussi sur quelques autres. Comme exemple de complication dans la structure de certaines lignes, on peut citer la raie violette du mercure ($\lambda = 4359$) qui est formée de 11 lignes distinctes contenues dans un intervalle total de 0,3 angström. La raie verte du mercure ($\lambda = 5461$) est formée de neuf lignes, groupées autour de la ligne centrale d'intensité fortement prépondérante.

Quant aux lois qui régissent la disposition de ces satellites, c'est seulement dans ces dernières années qu'elles ont commencé à être débrouillées. En 1917, Nagaoka [**134**] a montré que l'on obtient quelques

relations simples en exprimant les positions des satellites non par des différences de longueur d'onde mais par des différences de fréquence (inverses des longueurs d'onde). On sait, d'ailleurs, que c'est en exprimant les positions des raies par leurs fréquences que les lois de répartition des raies dans certains spectres ont pu être découvertes. L'étude détaillée de ces lois de répartition de raies sortirait de mon sujet.

Enfin, les mêmes physiciens ont abordé, par les méthodes interférentielles, l'étude du phénomène de Zeeman dans les raies à satellites [**135**]. On devine combien les phénomènes doivent devenir complexes dans une raie formée d'un agglomérat d'une dizaine de lignes, dont chacune se divise en plusieurs composantes sous l'action du champ magnétique. Je suis obligé de me borner à l'indication de ces recherches, dont l'examen détaillé serait inséparable d'une étude complète du phénomène de Zeeman.

63. Largeur des raies spectrales. — J'ai déjà attiré l'attention sur ce fait que la radiation rigoureusement monochromatique n'est qu'une conception de l'esprit, non susceptible de réalisation ; tout rayonnement réellement existant est, en réalité, constitué par un petit morceau de spectre continu occupant une étendue parfois très faible, mais finie, de l'échelle des longueurs d'onde. Toute raie spectrale a donc une *largeur* finie. Cette largeur n'est d'ailleurs accessible à la mesure que si l'on dispose d'appareils spectroscopiques assez puissants et assez sûrs; tant que le pouvoir de séparation n'est pas suffisant pour atteindre des différences de longueur d'onde inférieures à cette largeur, aucune observation utile n'est possible. En dehors de quelques cas de raies relativement très larges, les méthodes interférentielles ont, seules, pu conduire à des déterminations exactes.

Soit une raie simple, c'est-à-dire qui n'est accompagnée d'aucun satellite. On se servira de cette radiation pour éclairer un appareil interférentiel, et l'on augmentera progressivement la différence de marche. La netteté des franges décroît progressivement, et cela d'autant plus vite que la raie est plus large. Il arrive un moment où, très rapidement, la visibilité tombe pratiquement à zéro, et l'on peut noter avec une assez grande précision la valeur de la différence de marche pour laquelle les franges cessent d'être visibles; cette valeur s'appellera la limite d'interférence pour la radiation étudiée; on l'exprimera soit en unités de longueur, soit plutôt par le numéro d'ordre correspondant à cette limite.

Si λ est la longueur d'onde de la radiation étudiée, et $d\lambda$ sa largeur, c'est-à-dire l'intervalle de longueur d'onde sur laquelle elle s'étend, le

rapport $\frac{d\lambda}{\lambda}$ peut s'appeler la largeur en valeur relative. Cette quantité est en raison inverse de l'ordre d'interférence limite, que l'on appellera N; quant à la valeur du coefficient de proportionnalité, il dépend de la loi de répartition de l'intensité dans le petit intervalle $d\lambda$; pour la forme de courbe d'énergie que l'on va trouver plus loin, et qui est celui qui existe habituellement, on peut prendre ce coefficient égal à l'unité, et écrire

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{N}.$$

On voit que la largeur de la raie est caractérisée par l'inverse de l'ordre d'interférence limite N. En d'autres termes, le nombre N mesure le *coefficient de finesse* de la raie.

Les résultats sont pratiquement les mêmes avec un appareil interférentiel à deux ondes comme celui de Michelson ou avec un appareil à lames argentées. Dans ce dernier cas, l'influence des réflexions multiples, qui joue un rôle important pour les faibles différences de marche, n'intervient presque plus quand on approche de la limite d'interférence.

L'importance de mesures sur la largeur des raies a été mise en évidence par Lord RAYLEIGH, qui a appelé l'attention sur l'influence des mouvements incoordonnés des molécules du gaz lumineux, mouvements prévus par la théorie cinétique des gaz.

La théorie cinétique conduit à admettre que, dans un gaz, toutes les particules sont dans un état de continuelle agitation. Si le gaz est pur, toutes les molécules sont identiques; leurs vitesses, à un instant donné, ont toutes les orientations possibles et leurs grandeurs se groupent autour d'une valeur la plus probable. Lorsque le gaz est un mélange, les vitesses des diverses sortes de particules ne se groupent pas de la même manière, les plus grosses ayant des vitesses plus faibles que les petites. Pour une certaine catégorie de particules, soit m la masse de chacune d'elles, v la vitesse quadratique moyenne, et par suite mv^2 la force vive moyenne. Pour une autre espèce de particules m et v sont différents, mais la force vive est la même, et cette quantité croît comme la température absolue. On peut donc écrire

$$v = A\sqrt{\frac{T}{m}} \qquad (3)$$

T étant la température et A un coefficient qui ne dépend que des unités choisies.

Dans un gaz lumineux, les particules lumineuses doivent participer

à ce mouvement d'agitation, avec la vitesse indiquée par l'équation précédente. L'effet Doppler-Fizeau doit alors agir pour modifier la longueur d'onde apparente que l'observateur reçoit de chaque particule. Supposons que la lumière émise par chaque particule immobile soit une radiation rigoureusement simple de longueur d'onde λ, et qu'il n'y ait aucune autre cause de perturbation que celle qui peut résulter du mouvement. A un instant donné, le gaz contient des particules animées de vitesses ayant toutes les directions possibles par rapport à l'observateur; pour celles qui se rapprochent, le mouvement produit une diminution apparente de longueur d'onde, pour celles qui s'éloignent il produit une augmentation, tandis que le mouvement ne produit aucun effet lorsqu'il est dirigé perpendiculairement au rayon visuel. Il y aura donc un nombre immense (pratiquement infini) de radiations monochromatiques situées, dans le spectre, de part et d'autre de la ligne correspondant aux particules immobiles; l'aspect sera celui d'un petit morceau de spectre continu ou, ce qui revient au même, d'une ligne de largeur finie, et cet élargissement sera d'autant plus grand que la vitesse moyenne des particules lumineuses sera plus élevé.

On peut faire un calcul simple sur la largeur de la raie en raisonnant comme si toutes les particules avaient la même vitesse, égale à la vitesse moyenne, mais dirigées dans tous les sens. Soit u cette valeur commune de la vitesse, et V la vitesse de la lumière. Le maximum de déplacement dans le spectre ayant lieu lorsque la vitesse est dirigée, dans un sens ou dans l'autre, suivant le rayon visuel, on voit que la largeur de la raie sera : $d\lambda = \lambda \frac{2u}{V}$. Le coefficient de finesse aura pour valeur $\frac{V}{2u}$.

Les largeurs ainsi calculées sont fort petites. Prenons un gaz monoatomique comme le néon, afin de n'avoir pas à distinguer entre atomes et molécules. A la température ordinaire, la valeur de la vitesse u assignée aux atomes de ce gaz est $u = 500$ m : sec; cela donne un coefficient de finesse égal à 300 000. Pour une raie de longueur d'onde 5 000 A, la largeur ne sera que de 0,017 angström.

Le calcul précédent n'est que schématique : les vitesses des particules diffèrent non seulement par leurs directions mais aussi par leurs grandeurs. Le calcul complet, en tenant compte de la loi de répartition des vitesses, a été fait par Lord Rayleigh et repris par divers physiciens. On obtient comme résultat la loi de répartition de l'énergie dans le spectre en fonction de la longueur d'onde. La courbe d'intensité est celle que représente la figure 2 (courbe en *cloche*). On peut alors calculer la limite d'interférence N en fonction de la vitesse moyenne

des particules lumineuses, et par suite, au moyen de l'équation (3), en fonction de leur masse m et de leur température absolue T. On arrive à la formule suivante :

$$N = 1{,}22 \times 10^6 \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (4)$$

dans laquelle T est la température absolue, et m la masse des particules lumineuses exprimée dans le système ordinaire des masses atomiques (O = 16).

Pour essayer de vérifier cette formule, qui résume les prévisions de la théorie cinétique, il faut se placer dans des conditions telles qu'il n'existe pas d'autre cause importante d'élargissement que le mouvement des particules. Dans un gaz à la pression atmosphérique, les chocs très nombreux que subit chaque particule est une autre cause, très importante, de perturbation; aussi, la largeur des raies est-elle bien plus grande que celle que l'on vient de prévoir. On est conduit à étudier les gaz lumineux sous très faible pression, et la décharge électrique est alors le seul moyen pour obtenir la luminosité.

Les expériences faites dans ces conditions ont montré que les conséquences de la théorie cinétique se vérifient bien, en prenant dans l'équation (4), pour T la température du milieu ambiant et pour m la masse *atomique* du gaz rendu lumineux.

Les premières vérifications précises ont été faites par Michelson en 1891, dans une série d'expériences auxquelles nous avons fait plusieurs fois allusion. Les études portèrent surtout sur des vapeurs métalliques, enfermées dans un tube de la forme représentée figure 3. Par exemple pour le mercure, en faisant $m = 200$ (masse atomique du mercure) et $T = 400°$ (température absolue de l'étuve) la formule (4) donne N = 860 000; Michelson trouve, comme limite d'interférence pour la raie verte, le nombre 770 000. Pour le cadmium, avec $m = 112$ et $T = 600°$ la formule donne N = 520 000; on trouve 450 000.

Depuis les recherches de Michelson, de nouvelles découvertes en chimie ont mis de nouveaux moyens entre les mains des physiciens. La découverte des gaz rares de l'atmosphère leur a fait connaître des corps, gazeux à la température ordinaire et même à des températures beaucoup plus basses, donnant des spectres très brillants, formés de raies pas trop nombreuses et, pour la plupart, dépourvues de satellites. L'étude de la largeur des raies de l'hélium, du néon et du krypton a été faite par Buisson et Fabry [**122; 123**]. Le tube contenant le gaz était plongé dans un bain d'eau à la température ambiante ($T = 290°$ absolus); il était illuminé par un courant alternatif. Les interférences étaient observées au moyen d'un interféromètre à lames argentées, et

l'on déterminait dans chaque cas la limite d'interférence. Les quatrième et cinquième colonnes du tableau suivant montrent qu'il y a excellent accord entre les résultats ainsi trouvés et les nombres calculés.

GAZ	MASSE atomique m	LONGUEUR d'onde λ	TEMPÉRATURE ORDINAIRE N observé	TEMPÉRATURE ORDINAIRE N calculé	AIR LIQUIDE N' observé	$\frac{N'}{N}$
Hélium . . .	4	5 876	144 000	144 000	241 000	1,66
Néon	20	5 852	324 000	321 000	515 000	1,60
Krypton. . .	83	5 570	600 000	597 000	950 000	1,58

Ce qui précède conduit à attribuer au gaz lumineux dans un tube de Geissler la température même du milieu ambiant. S'il en est ainsi, toute modification de la température doit se traduire par un changement de la largeur des raies, l'élévation de la température devant amener un élargissement. Michelson a vérifié cette conséquence de la théorie en élevant la température. Comme il peut y avoir d'autres causes d'élargissement que l'agitation moléculaire il est plus démonstratif, et en même temps plus utile pour les progrès de la technique en optique, de montrer que les raies deviennent plus fines lorsque l'on abaisse la température. C'est ce qui a été fait par Fabry et Buisson, qui ont placé les tubes rendus lumineux dans l'air liquide (température absolue environ 92°). L'effet du refroidissement sur la largeur des raies est tout à fait frappant; lorsque, le tube étant à la température ordinaire, on est arrivé à la limite d'interférence, les franges reparaissent brillamment en plongeant le tube dans l'air liquide; il faut alors augmenter beaucoup la différence de marche pour retrouver la nouvelle limite. Les limites N' ainsi trouvées sont données dans la sixième colonne du tableau précédent. D'après la formule 4 le rapport $\frac{N'}{N}$ pour chaque gaz devrait être égal à la racine carrée du rapport des deux températures absolues, c'est-à-dire égal à 1,75. La dernière colonne donne les valeurs trouvées pour ce rapport, qui diffèrent peu de la valeur théorique.

Ces expériences condamnent absolument la théorie d'après laquelle l'émission lumineuse dans un tube de Geissler serait due à une température très élevée du gaz; la mesure des largeurs de raies montre que la température du gaz suit les variations de la température ambiante.

La théorie étant admise, et la température étant celle du milieu ambiant, la mesure de la largeur des raies fournira, dans chaque cas, la valeur de la masse atomique des particules lumineuses, rapportée au système ordinaire des masses atomiques. On a vu que dans le cas des gaz à molécule monoatomique (mercure, cadmium, hélium, néon, krypton), on la trouve sensiblement égale à celle de l'atome. Les parti-

cules qui émettent la lumière sont donc peu différentes de l'atome, au moins sous le rapport de la masse ; ce ne sont pas des associations d'atomes, ni des atomes coupés en plusieurs parties.

Dans le cas des gaz monoatomiques, ce résultat n'est pas surprenant ; la mesure de la masse de la particule lumineuse devient plus intéressante dans le cas des spectres attribués à des gaz diatomiques ou à des corps composés. Dans la plupart des cas, on a trouvé comme masse non pas celle d'une molécule mais la masse d'un atome. Plusieurs corps simples, comme l'azote, émettent des spectres de bandes ; on a souvent supposé que ces spectres sont produits par des assemblages d'atomes, tels que les molécules. En étudiant la largeur des raies du spectre de bandes de l'azote, M. Hamy leur a trouvé justement la largeur qui correspond à la masse atomique de l'azote ; ce ne sont pas des molécules qui émettent ce spectre.

Un cas de fluorescence a été étudié par M. Strutt [**124**], celui des raies jaunes du sodium émises par fluorescence de la vapeur ; la largeur de la raie indique encore comme masse de la particule lumineuse celle de *l'atome* de sodium.

Certains spectres sont attribués à des corps composés, ce qui veut simplement dire que la présence d'un certain corps est favorable à la production d'un certain spectre. On a ainsi le spectre du cyanogène, celui des hydrocarbures, celui de l'oxyde de carbone. Ces dénominations ne permettent pas de rien affirmer de certain sur la nature de la particule lumineuse. Les quelques résultats obtenus jusqu'ici par la mesure des largeurs de raies semblent indiquer que, dans chaque cas, la particule lumineuse a la masse de l'un des atomes constituants de la molécule dont la présence est utile pour la production du spectre. Le cas le plus net est celui du spectre dit de l'oxyde de carbone, étudié récemment par Duffieux. Ce spectre est formé de deux série de bandes, qui se distinguent par leur simple aspect. Pour les raies de l'une de ces séries on trouve le poids atomique 16 correspondant à l'atome d'oxygène, et pour l'autre le poids 12 correspondant au carbone. On est conduit à admettre que les deux séries de bandes sont émises séparément par les deux composants de la molécule C O après que ces deux constituants se sont séparés.

Le seul cas où, jusqu'ici, la luminosité d'une molécule ne soit pas impossible, est celui du spectre de l'hydrogène. On sait que ce gaz donne deux spectres très différents qui sont, le plus souvent, mélangés. L'un est composé de raies qui suivent la loi de Balmer, l'autre de lignes très nombreuses et irrégulièrement distribuées. On a longtemps discuté sur l'origine de ce second spectre ; il a été parfois attribué à des impuretés, mais cette hypothèse a été démontrée inexacte. La mesure de la

masse des particules qui l'émettent n'a pas encore conduit à des résultats définitifs; il est possible que l'émission soit produite par la molécule H^2.

En résumé, l'étude de la largeur des raies spectrales donne une confirmation remarquable de la théorie cinétique des gaz. Sans doute, d'autres phénomènes permettent d'obtenir des vérifications numériques plus précises; mais aucune de ces vérifications ne fait intervenir directement les vitesses d'agitation sans les associer à la notion de masse ou d'énergie. La vitesse, dans le cas de l'élargissement des raies, s'introduit sous son aspect cinématique, et non par ses effets dynamiques.

D'autre part, il est très remarquable que la masse trouvée pour les particules lumineuses soit, le plus souvent, celle de l'*atome* et non de la *molécule*. Il faut admettre que, dans un gaz lumineux, la lumière est émise non par l'ensemble des molécules mais par un nombre relativement très faible de particules exceptionnelles; pour arriver à cet état la molécule a dû subir de profondes modifications, et avant tout se séparer en deux atomes.

Cependant, de l'identité approximative des masses des particules lumineuses d'un même gaz il ne faudrait pas conclure que toutes les particules lumineuses sont *identiques*, et que toutes les raies sont émises par les mêmes particules comme les divers sons que peut émettre une cloche. Les diverses raies, ou les diverses séries, peuvent fort bien être émises par des particules différentes bien qu'ayant, à peu près, la même masse; mais les diverses raies ne sont pas émises par des fractions d'atomes ou des associations d'atomes.

Il reste, dans cet ordre d'idées, beaucoup de travail expérimental à faire. On sait, par exemple, qu'un certain nombre de spectres de bandes sont attribués à des corps composés (vapeur d'eau, cyanogène, ammoniaque, oxyde de carbone, hydrocarbures, etc.). Ces attributions sont d'ailleurs très incertaines; elles ont passé dans le langage courant, plutôt comme dénominations généralement admises que comme expression des faits. L'étude de la largeur des lignes de ces diverses bandes donnerait un moyen de connaître la masse moléculaire des particules qui les émettent.

Il ne faut d'ailleurs pas oublier que, si l'agitation des particules existe toujours, et suffit souvent à rendre compte des faits observés, il existe cependant d'autres causes évidentes d'élargissement des raies. Dès que la pression cesse d'être très faible, les chocs des molécules avec les particules lumineuses sont une cause importante de perturbation et par suite d'élargissement des raies, qui est la principale cause agissante pour élargir les raies émises dans le gaz à la pression ordinaire. L'absorption qu'exerce le gaz lumineux sur ses propres raies d'émission est

aussi une cause d'élargissement, comme l'a montré M. Gouy [**126**]. Enfin, certaines raies, dans le cas de la décharge électrique, ont une tendance spéciale à s'élargir, même lorsque la pression est faible, sous l'influence d'un courant intense. Ce dernier fait est connu depuis longtemps, et a été employé comme moyen de classification des raies ; mais l'explication de ces élargissements exceptionnels était restée absolument inconnue jusqu'à ces dernières années. Il est maintenant presque certain qu'ils sont dus à un effet du champ électrique (effet découvert par Stark) ; ce sont les raies qui présentent dans le champ électrique une décomposition importante qui subissent l'élargissement lorsque le courant devient intense. On a vu plus haut (§ 60) que des élargissements de ce genre se produisent dans l'arc électrique pour certaines raies, mais que la cause d'élargissement n'existe pas dans l'atmosphère solaire.

64. Applications à l'astrophysique. — L'étude des largeurs de raies fournit un moyen pour mesurer, à la fois, la température d'un gaz lumineux et la masse atomique du gaz qui émet la lumière. En effet, si le gaz contient un corps de masse atomique connue, la largeur de ses raies fera connaître la température ; si à ce gaz se trouve mélangé un gaz inconnu, la comparaison des largeurs des raies des deux gaz fera connaître la masse atomique de ce dernier.

Naturellement, les mesures ainsi faites ne peuvent avoir une très grande précision ; dans les expériences de laboratoire, on a le plus souvent des moyens plus précis et plus simples pour étudier les températures et les masses atomiques ; mais la méthode de la largeur des raies peut s'appliquer à des cas où aucune autre méthode connue n'est applicable, et donner ainsi la solution de problèmes qui, sans elle, auraient été inaccessibles. Comme exemple, je dirai quelques mots sur l'application qui a été faite par Buisson, Fabry et Bourget à l'étude de la grande masse de gaz lumineux qui constitue la nébuleuse d'Orion [**136**].

Cet astre offre, comme l'on sait, le plus bel exemple de nébuleuse non résoluble en étoiles. Son spectre est formé de lignes brillantes distinctes, ce qui prouve la nature gazeuse de l'astre ; on y trouve surtout les raies de l'hydrogène et un certain nombre de raies d'origine inconnue, qui ne se trouvent dans aucun des spectres examinés dans les recherches de laboratoire. On doit les attribuer à un gaz inconnu sur la terre, et toute donnée, même approximative, sur ce gaz est intéressante. L'appareil employé pour l'étude interférentielle de la lumière de la nébuleuse est représenté schématiquement par la figure 57. Il est disposé de telle manière que, sur la plaque photographique, on ait à la fois l'image de la nébuleuse et celle des anneaux d'interférence, afin qu'à chaque

point du champ corresponde à la fois un point unique de l'astre et une valeur déterminée de l'ordre d'interférence.

L'appareil était installé sur le grand télescope réflecteur de l'observatoire de Marseille, dont le miroir, taillé par Foucault en 1862, a 80 cm de diamètre et 4,50 m de foyer. Le plan focal de ce miroir est en F. Tout l'appareil est placé à l'orifice du tube du télescope, orienté suivant l'axe de ce tube et recevant la lumière sans aucune réflexion supplémentaire ; il est assez petit pour n'intercepter que très peu de lumière (environ 1/30 de la surface du miroir), et son poids est assez faible pour qu'il ne gêne en rien les mouvements du télescope.

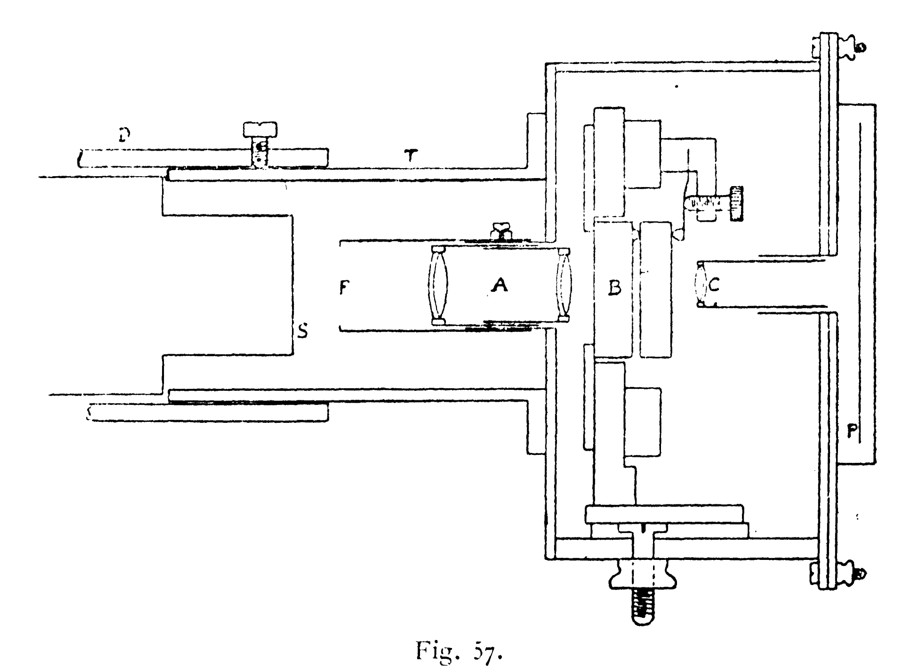


Fig. 57.

L'image de la nébuleuse formée en F est reprise par le système optique A, formé de deux lentilles en verre uviol, qui rejette l'image à l'infini. La lumière traverse alors l'étalon interférentiel B et enfin l'objectif C également en verre uviol, qui a 45 millimètres de distance focale. La plaque photographique P placée au foyer de cette lentille reçoit ainsi l'image des anneaux d'interférence projetés par cette lentille de court foyer, et en même temps l'image de la nébuleuse. Dans le plan F est placée une croisée de fils, destinée à servir de repère, et dont l'image se fait également sur la plaque ; en S on peut interposer un écran absorbant pour éliminer certaines radiations. Les poses photographiques ont été de une à deux heures. Avant et après chaque pose on fait, avec la raie violette du mercure, une pose destinée à fournir des anneaux de comparaison.

Pour l'observation visuelle, on enlève l'objectif C, et avec un petit prisme à réflexion totale on renvoie le faisceau sur le côté du tube, où on l'observe au moyen d'un système optique convenable.

On a d'abord déterminé la limite d'interférence pour la raie de l'hydrogène H_γ (longueur d'onde 4340). On a trouvé que les interférences cessent d'exister pour l'ordre d'interférence 10 000 (différence de marche 4,3 millimètres). La masse atomique étant connue ($m = 1$) la formule (4) donne la valeur de la température. On trouve $T = 15\,000°$,

Parmi les raies d'origine inconnue, la plus intense au point de vue photographique est une double raie ultra-violette, située vers 3 700. Par comparaison avec la raie de l'hydrogène on a pu mesurer très exactement les longueurs d'onde des deux composantes ; on a trouvé les nombres 3 726,100 et 3 728,838. Ces valeurs permettent de constater avec certitude que cette double raie ne figure parmi celles d'aucun élément connu. Cherchant la limite d'interférence, on a trouvé le nombre 16 500, plus élevé que pour la raie de l'hydrogène. Le *nébulium* qui produit cette radiation a donc un poids atomique supérieur à celui de l'hydrogène. Le rapport des poids atomiques des deux gaz est donné par le carré du rapport des deux limites. On trouve ainsi pour le poids atomique du gaz inconnu le nombre 2,7.

Il existe également une forte raie de longueur d'onde 5 006 due à un gaz inconnu. Les interférences produites par cette raie n'ont été, jusqu'ici, examinées que visuellement, méthode beaucoup moins sûre que la méthode photographique lorsqu'il s'agit de phénomènes aussi peu lumineux. Cependant, on a vu avec certitude des anneaux d'ordre 11 000. Il est probable que la raie 5 006 est, elle aussi, émise par un gaz de poids atomique supérieur à celui de l'hydrogène, mais peut-être un peu inférieur à celui du gaz qui émet la radiation ultra-violette.

Enfin, l'étude des longueurs d'onde dans les différentes parties de la nébuleuse a permis de mesurer les vitesses radiales de la nébuleuse et de ses diverses parties. En utilisant la raie de l'hydrogène et en comparant les anneaux donnés par la lumière de la nébuleuse avec ceux que donne un tube à hydrogène on a la mesure absolue de la vitesse par rapport à l'observateur. On a trouvé ainsi que la région la plus brillante (celle qui entoure le trapèze) s'éloigne du soleil avec une vitesse de 15,8 km : sec. Ce résultat est d'accord avec les nombres trouvés par les observations spectroscopiques ordinaires. D'autre part, les mesures manifestent des inégalités de vitesse d'un point à un autre. Dans certaines régions, les anneaux montrent des déformations locales, indiquant des irrégularités de vitesse allant jusqu'à une dizaine de kilomètres par seconde. En gros, la nébuleuse a une sorte de mouvement de

rotation autour de la ligne sud-est nord-ouest, mais avec de nombreuses irrégularités.

65. Application des interférences à la mesure des indices de réfraction. Indices des gaz. — On peut donner de l'indice de réfraction d'une substance deux définitions différentes bien que conduisant exactement aux mêmes valeurs numériques. La première ne fait appel qu'aux lois de l'optique géométrique, et définit l'indice comme étant le rapport des sinus des angles d'incidence et de réfraction lorsque la lumière passe du vide dans le milieu considéré. La seconde fait intervenir la vitesse de propagation et définit l'indice d'un milieu comme le rapport des vitesses dans le vide et dans ce milieu.

Chacune de ces définitions conduit à des méthodes de mesure. La première conduit aux déterminations d'indice par des mesures angulaires de déviations et aussi aux méthodes de réflexion totale; l'instrument de mesure comportera, comme organe essentiel, un cercle divisé sur lequel les angles sont mesurés. C'est de cette manière que l'on fait habituellement les mesures d'indice des corps solides et liquides; il n'est pas difficile d'obtenir la quatrième décimale et, avec de bons appareils, on peut obtenir la cinquième, précision largement suffisante pour les besoins de la technique.

La définition par les vitesses conduit à comparer les longueurs optiques de deux épaisseurs égales, l'une du milieu étudié et l'autre prise dans le vide, ou plutôt dans l'air. On peut, de cette manière, obtenir des mesures extrêmement précises. On a montré plus haut (voir § 47) comment Macé de Lépinay et Buisson avaient pu ainsi mesurer des indices de corps solides avec une précision atteignant une ou deux unités du septième ordre décimal.

La méthode interférentielle permet donc d'obtenir des mesures d'indice avec une précision qu'il serait presque impossible d'obtenir autrement. Toutefois, pour les corps solides et liquides, il est très rare que cette précision soit utile; elle n'a d'ailleurs de sens que si l'on définit très exactement la température. Aussi l'emploi de ces méthodes est-il resté très limité en ce qui concerne les *mesures absolues* des indices des corps solides ou liquides. La méthode interférentielle est, au contraire, d'un réel intérêt pratique lorsqu'il s'agit de *mesures différentielles*, c'est-à-dire lorsque l'on veut étudier de faibles variations d'indice sous diverses causes (température, pression, traces de corps dissous, etc.). Les premières études de ce genre sont dues à Jamin; l'appareil de Lord Rayleigh, spécialement construit pour l'étude des gaz peut être commodément utilisé pour des études de ce genre, dont on dira quelques mots un peu plus loin.

La question se présente tout autrement pour les gaz. L'indice est alors très voisin de 1 ; en d'autres termes, si l'on désigne par μ l'indice de réfraction, la quantité $\mu - 1$ est très petite (environ 0,0003 pour l'air). C'est cette quantité qu'il faut mesurer avec une grande précision en valeur relative. Si l'on veut la connaître avec une approximation de 10^{-4}, c'est le huitième chiffre décimal sur l'indice qu'il faut atteindre. Les mesures de déviations ne permettent pas d'atteindre cette précision. Aussi les mesures très remarquables pour l'époque, faites par ARAGO, DULONG, etc., par la méthode du prisme n'ont-elles plus qu'un intérêt historique. Toutes les déterminations modernes ont été faites par la méthode interférentielle.

Ces mesures sont utiles à plusieurs points de vue.

1° Pour l'air, la connaissance de l'indice intervient dans un grand nombre de mesures pour le calcul de diverses corrections. Toutes les mesures courantes se font, en effet, dans l'air. Pour ramener les nombres soit au vide, soit même à l'air dans les conditions normales, la connaissance de l'indice de l'air pour les diverses radiations est nécessaire.

2° Pour chaque gaz l'indice de réfraction est une constante caractéristique importante, et l'une de celles que l'on peut déterminer avec le plus de précision pour une radiation donnée. Les diverses théories de la lumière et de la matière permettent de prévoir les valeurs des indices, et il est important de les comparer avec les résultats d'expérience.

3° Enfin, étant donné un gaz ou un mélange gazeux de composition inconnue, la mesure de l'indice est un moyen rapide et commode d'identification ou d'analyse. Lorsque l'on a, par exemple, de l'air mélangé d'une petite quantité d'un gaz connu, la mesure de l'indice permet de calculer immédiatement la proportion existante de ce gaz.

Les appareils employés dans ces mesures ont été très variés dans le détail, mais le principe de la méthode a été toujours le même. Il consiste à comparer la longueur optique d'une même épaisseur lorsqu'elle est remplie du gaz à étudier et lorsqu'on y a fait le vide. Les appareils peuvent être disposés de manières très diverses selon le but que l'on se propose d'atteindre. Il ne peut être question ici de décrire, ni même de citer, les très nombreuses publications qui ont été faites sur ce sujet ; on en trouvera l'énumération dans la publication récente du Bureau of Standards [**141**]. Je me bornerai à indiquer dans leurs grandes lignes les recherches les plus caractéristiques.

Pour les usages techniques (mesures de longueurs d'onde, mesures de longueurs, réductions au vide) ce sont les indices de l'air qu'il est surtout important de connaître. Les mesures les plus récentes et les plus précises ont été faites au Bureau of Standards de Washington par

MM. Meggers et Peters [**137**] en utilisant les franges de lames argentées. Soit un étalon interférentiel formé de deux surfaces argentées parallèles séparées par une épaisseur e. Faisons-le traverser par une radiation dont la longueur d'onde dans le vide soit λ, et pour laquelle l'indice de réfraction de l'air soit μ. On obtiendra des anneaux d'interférence, et l'ordre d'interférence au centre sera $p = 2\mu\frac{e}{\lambda}$. Faisons maintenant le vide; l'ordre d'interférence deviendra $p_0 = 2\frac{e}{\lambda}$. On en déduit $\mu = \frac{p}{p_0}$.

La mesure de p et de p_0 permet donc de calculer μ. Les deux nombres p et p_0 sont d'ailleurs très peu différents; il faut surtout avoir avec précision la différence $p - p_0$, c'est-à-dire la variation de l'ordre d'interférence lorsqu'on fait le vide.

L'appareil employé était un étalon interférentiel, à cales d'invar; on a utilisé diverses épaisseurs, allant de 2 à 25 millimètres. Il est placé dans un espace clos, fermé par des lames de quartz, et immergé dans un bain liquide afin d'avoir une température constante et bien connue. Comme source de lumière, on se sert de l'arc au fer ainsi que de tubes au néon et à l'argon; les interférences sont analysées par un spectroscope à réseau, selon le dispositif décrit § 54. Les mesures étaient faites entièrement par photographie. Sur chaque plaque on photographie le phénomène d'interférence lorsque l'appareil est plein d'air dans des conditions connues, puis lorsqu'on y a fait le vide. Les observations ont porté sur un très grand nombre de radiations, entre les longueurs d'onde 2 200 et 9 000, c'est-à-dire depuis l'extrême ultra-violet jusqu'au commencement de l'infra-rouge.

Finalement, une formule de dispersion a pu être établie, donnant très exactement l'indice de l'air dans les conditions normales en fonction de la longueur d'onde. D'autre part, les mesures ont été faites à trois températures différentes, 0°, 15° et 30°; elles permettent d'étudier très exactement l'influence de la température sur l'indice. On sait que la loi de variation généralement admise s'exprime par l'équation

$$\frac{\mu - 1}{d} = c^{te}$$

dans laquelle d est la densité absolue de l'air et μ son indice. Il en résulte que si la température seule varie on aura

$$(\mu - 1)(1 + \alpha t) = c^{te}$$

en désignant par α le coefficient de dilatation de l'air. Cette formule se vérifie très exactement pour les radiations infra-rouges et visibles, mais quand on va vers les petites longueurs d'onde l'influence de la bande

d'absorption de l'air dans l'extrême ultra-violet commence à se faire sentir, et le coefficient α qui exprime la variation d'indice devient de plus en plus grand; on trouve bien 0,00367 dans le spectre visible, mais α atteint 0,00374 pour la longueur d'onde 3 500 et 0,00387 pour 2 500.

L'air seul a été étudié par cette méthode très précise; il ne serait pas sans intérêt d'étudier de même un certain nombre de gaz purs, et en particulier l'oxygène, gaz qui produit l'absorption par l'air dans l'extrême ultra-violet.

Dans cette méthode, les deux observations dans le gaz et dans le vide sont faites successivement, en employant un appareil dont la stabilité est parfaitement assurée. La plupart des mesures faites sur les gaz ont été obtenues par interférences, mais en séparant les deux faisceaux qui interfèrent, dont l'un traverse une certaine épaisseur du gaz étudié

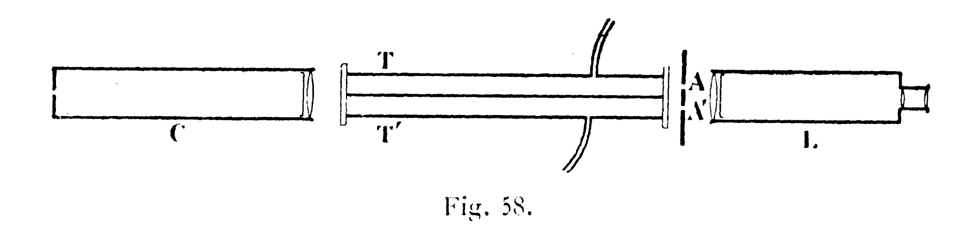


Fig. 58.

et l'autre une épaisseur égale de vide ou d'un gaz connu (ordinairement de l'air). L'appareil de Jamin (voir § 12) a été bien des fois employé pour ces mesures. Les deux faisceaux qui interfèrent y sont séparés sur une grande partie de leur trajet; sur chacun d'eux on interpose un tube, fermé par des glaces, que l'on peut remplir de divers gaz. La mesure est, en somme, différentielle, puisqu'elle consiste à comparer les longueurs optiques des chemins contenus dans les deux milieux. La seule difficulté consiste à maintenir l'appareil, un peu compliqué, parfaitement invariable pendant toute la mesure.

Pour les besoins de l'analyse chimique, on trouve plus commode d'employer cette méthode différentielle, mais avec un dispositif plus simple que celui de Jamin. L'appareil généralement employé est celui qu'a construit Lord Rayleigh [**138**; **139**] à propos de ses mesures sur l'argon et l'hélium; plusieurs constructeurs [**140**; **141**] (en particulier Zeiss) ont ensuite mis dans le commerce des appareils identiques. Le schéma de cet appareil est représenté figure 58. La lumière issue du collimateur C tombe dans la lunette L visant à l'infini, où l'on obtient une image de la fente du collimateur. Sur l'objectif de la lunette est placé un diaphragme percé de deux fentes parallèles, A et A'. L'image est alors élargie par la diffraction, et elle est sillonnée de franges d'interférence résultant de la superposition des faisceaux provenant des

deux ouvertures A et A'. Dans l'appareil de RAYLEIGH ces ouvertures ont chacune 6 millimètres de large, et leurs milieux sont distants de 38 millimètres. Les franges doivent être observées avec un oculaire donnant un fort grossissement, car avec les dimensions indiquées la distance angulaire entre deux franges brillantes consécutives n'est que de 3''. Les deux tubes T et T' fermés par des glaces sont interposés sur les faisceaux; des manomètres font connaître la pression du gaz contenu dans chacun d'eux.

Les deux tubes étant d'abord pleins d'air, on observe la position de la frange centrale. On substitue alors, à l'air de l'un des tubes, le gaz que l'on veut étudier. La frange centrale s'est alors déplacée. On peut la ramener à sa position primitive en diminuant la pression dans l'un des tubes (celui qui contient le gaz dont l'indice est le plus élevé). Ayant mesuré la pression pour laquelle la frange reprend sa position, et connaissant l'indice de réfraction de l'air, on a tous les éléments nécessaires pour calculer l'indice de réfraction du gaz étudié.

On peut aussi laisser fixes les pressions et ramener la frange à sa position primitive au moyen d'un *compensateur*, formé de deux lames de verre interposées sur les faisceaux, que l'on incline plus ou moins.

Les appareils basés sur ce principe sont fréquemment employés par les chimistes qui ont à s'occuper d'analyses de gaz [**141**]. Lorsqu'un très haut degré de précision n'est pas nécessaire l'indice de réfraction d'un gaz est une des constantes physiques les plus faciles à mesurer. Les valeurs de $\mu - 1$ obéissent très exactement à la loi simple des mélanges, et des méthodes de dosages commodes peuvent résulter de ce fait.

Enfin le même appareil, avec de légères modifications dans la disposition des tubes T et T', peut être employé pour comparer les indices de deux liquides très peu différents [**140**], par exemple l'indice d'une solution très étendue avec celui du dissolvant pur, ou encore les indices de deux solutions ayant presque le même degré de concentration. De telles mesures peuvent rendre d'utiles services dans diverses questions de chimie analytique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] MACÉ DE LEPINAY. — Franges d'interférence et leurs applications métrologiques. *Collection Scientia.* Naud, éditeur (actuellement Gauthier-Villars), Paris, 1902.
[2] A. A. MICHELSON. — Light waves and their uses. University of Chicago Press, 1903.
[3] E. GEHRCKE. — Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroscopie und Metrologie. Vieweg und Sohn. Braunschweig, 1906.
[4] BALY. — Spectroscopy. Longmans Green and C°, Londres. 2ᵉ édition, 1918.
[5] OLLIVIER. — Cours de physique générale, t. 3. Hermann, Paris, 1918.
[6] BOUASSE et CARRIÈRE. — Interférences. Delagrave, Paris, 1923.
[7] CHWOLSON. — Traité de physique (traduction française), t. 2, 3ᵉ fascicule. Hermann, Paris, 1907.
[8] R. S. CLAY. — Treatise on practical light. Macmillan and C°, Londres, 1911.
[9] MASCART. — Traité d'optique. Gauthier-Villars, Paris, 1889-1893.
[10] WOOD. — Physical optics. Macmillan, New-York, 1905.
[11] WOOD. — Optique physique (traduction française). Gauthier-Villars, Paris, 1913.
[12] SCHUSTER. — An introduction to the theories of Optics. Arnold, Londres, 1904.
[13] DRUDE. — Précis d'Optique (traduction française). Gauthier-Villars, Paris, 1911-1912.
[14] NEWTON. — Traité d'Optique (diverses éditions en latin, en anglais et en français).
[15] FRESNEL. — Œuvres. Imprimerie Nationale, Paris, 1866.
[16] FRAUNHOFER. — Gesammelte Werke.
[17] FRAUNHOFER. — Prismastic and absorption spectra; translated and edited by J. S. Ames. Harper, Londres et New-York, 1918.
[18] KAYSER. — Handbuch von Spektroscopie. Hirzel, Leipzig, 1900-1914.
[19] ROWLAND. — Physical Papers. Johns Hopkins Press, Baltimore, 1902.
[20] FABRY. — Théorie de la visibilité et de l'orientation des franges d'interférence. *Annales de la Faculté des Sciences de Marseille,* t. 1, 1892, et *Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. 1, 1892.
[21] ARONS. — Ueber einen Quecksilberlichtbogen. *Wiedemanns Annalen,* t. 47, p. 767, 1892.
[22] ARONS. — Ueber den Lichtbogen zwischen Quecksilberelektroden, Amalgamen und Legierungen. *Wiedemanns Annalen,* t. 58, p. 73, 1896.
[23] FABRY et PEROT. — Sur les sources de lumière monochromatique. *Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. 9, 1900.
[24] LUMMER. — Herstellung und Montierung der Quecksilberlampe. *Zeitschrift für Instrumentenkunde,* t. 21, p. 201, 1901.
[25] FABRY et BUISSON. Sur l'emploi de la lampe Cooper Hewitt comme source de lumière monochromatique. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* t. 142, 26 mars 1906.
[26] G. CLAUDE. — L'éclairage au Néon. *Bulletin de la Société des électriciens,* 3ᵉ série, t. 1, 1911.
[27] BUISSON et FABRY. — Spectre du fer. Hermann, éditeur, Paris, 1909.
[28] FABRY et PEROT. — Sur les franges des lames argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air. *Annales de Chimie et de Physique,* 7ᵉ série, t. 12, 1897.

[29] E. O. Hulburt. — The reflecting power of metals in the ultra-violet region of the spectrum. *Astrophysical Journal*, t. 42, p. 205, 1915.

[30] Fabry et Buisson. — Indications techniques sur les étalons interférentiels à lames argentées. *Journal de Physique*, 5e série. t. 9, p. 189, 1919.

[31] Color sensitive photographic plates. *Circular of the Bureau of Standards*, 1920.

[32] S. Burkla. — Hypersensitising commercial plates. *Journal of the Franklin Institute*, Philadelphie. Janvier 1920.

[33] Fizeau. — Recherches sur plusieurs phénomènes relatifs à la polarisation de la lumière. *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. 63, p. 393, 1861.

[34] Hamy. — Sur les franges de réflexion des lames argentées. *Journal de Physique*, 4e série, t. 5, p. 789, 1906.

[35] Fabry et Buisson. — Description et emploi d'un nouveau microphotomètre. *Journal de Physique*, 5e série, t. 9, 1919.

[36] Fizeau. — Recherches sur la dilatation et la double réfraction du cristal de roche échauffé. *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. 2, p. 143, 1864. Mémoire sur la dilatation des corps solides par la chaleur. *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. 8, p. 335, 1866.

[37] Benoit. — Nouvelles études et mesures de dilatations par la méthode de M. Fizeau. *Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures*, t. 6, 1888.

[38] Terneden. — Een dilatometer voor kleine voorwepen bij hooge temperaturer, Proefschrift, Utrecht 1901.

[39] Scheel. — Untersuchungen über die Wärmeausdehnung fester Körper. *Annalen der Physik*, t. 9, p. 837, 1902.

[40] I. G. Priest. — A new interferential dilatometer. *Bulletin of the Bureau of Standards*, scientific paper N° 365.

[41] Cornu. — Méthode optique pour l'étude de la déformation de la surface extérieure des solides élastiques. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 69, p. 333, 1869.

[42] Gruneisen. — Elastizitätskonstante der Metalle. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, t. 26, p. 117, 1906.

[43] Gruneisen. — Interferenzapparat zur Messung elastischer Dehnung von Stäben. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, tome 27, 1907.

[44] Gruneisen. — Interferenzapparat zur Messung der Querkontraktion eines Stabes bei Belastung. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, t. 28, 1908.

[45] Mesnager. — Appareil interférentiel pour la mesure des déformations élastiques. *Annales des Ponts et Chaussées*, 3e trimestre 1903.

[46] A. Berget. — Sur la dilatation magnétique du fer. *Journal de Physique*, 3e série, t. 2, p. 172, 1893.

[47] Bouchet. — Recherches expérimentales sur les déformations électriques des diélectriques. *Annales de Physique*, t. 12, p. 303, 1919.

[48] Squier and Crehore. — Note on oscillatory interference bands and some practical applications. *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. 7, 1910.

[49] Guyau. — Le téléphone instrument de mesure. Gauthier-Villars, Paris, 1914.

[50] Cauro. — Recherches sur le microphone. Thèse de Doctorat, Paris, 1899.

[51] Laurent. — Méthodes et dispositifs pour le contrôle des surfaces optiques. *Bulletin de la Société d'encouragement pour l'Industrie nationale*, 1891.

[52] Laurent. — Appareils d'optique destinés à contrôler les surfaces. *Journal de Physique*, 2e série, t. 2, p. 411, 1883.

[53] F. Twyman. — An interferometer for study of optical systems *Philosophical Magazine*, 6e série, t. 35, p. 49, 1918. An interferometer for testing camera lenses. *Transactions of the optical Society*, t. 22, p. 174, 1920-21.

[54] Michelson. — On the correction of optical surfaces *Astrophysical Journal*, t. 47, p. 283, 1918.

[55] Cotton. — Sur la méthode de Michelson pour l'étude des surfaces optiques

et sur un procédé rapide d'examen des instruments. *Physica*, t. 1, p. 274, octobre 1921.

[56] Bénard. — Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide propageant la chaleur par convection. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 23, p. 62, 1901. Résumé dans : *Journal de Physique*, 3e série, t. 9, p. 513, et t. 10, p. 254, 1900 et 1901.

[57] Michelson. — Preliminary results of measurements of the rigidity of the earth. *Astrophysical Journal*, t. 39, p. 105, 1914.

[58] Michelson and Gale. — The rigidity of the earth. *Astrophysical Journal*, t. 50, p. 330, 1929.

[59] Perot et Fabry. — Electromètre absolu pour petites différences de potentiel. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 13, 1898.

[60] Perot et Fabry. — Sur un voltmètre électrostatique pour étalonnages. *Journal de Physique*, 3e série, t. 7, 1898.

[61] Michelson.— Détermination expérimentale de la valeur du mètre en longueurs d'onde lumineuse. *Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures*, t. 9, 1894.

[62] Benoit, Fabry et Perot. — Nouvelle détermination du rapport des longueurs d'onde fondamentales avec l'unité métrique. *Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures*, t. 15, 1913.

[63] Benoit. — Application des interférences à des déterminations métrologiques. *Journal de Physique*, 3e série, t. 7, p. 57, 1898.

[64] Perot et Fabry. — Méthodes interférentielles pour la mesure des grandes épaisseurs et la comparaison des longueurs d'onde. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 16, 1899.

[65] Perot et Fabry. — Mesure en longueurs d'onde de quelques étalons de longueur à bouts. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 24, 1901.

[66] Macé de Lépinay et Buisson. — Sur une nouvelle méthode de mesure des épaisseurs et des indices des lames à faces parallèles. *Annales de Chimie et de Physique*, 8e série, tome 2, 1904.

[67] Fabry, Macé de Lépinay et Perot. — Mesure en longueurs d'onde d'un cube de quartz de 4 cm de côté. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 128, 1899.

[68] Fabry, Macé de Lépinay et Perot. — Sur la masse du décimètre cube d'eau. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 129, 1899.

[69] Ch. Ed. Guillaume. — Détermination du volume du kilogramme d'eau (Mesures par la méthode des contacts). *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. 14.

[70] Chappuis. — Détermination du volume du kilogramme d'eau (Mesures par la première méthode interférentielle). *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. 14.

[71] Macé de Lépinay, Buisson et Benoit. — Détermination du volume du kilogramme d'eau (Mesures par la deuxième méthode interférentielle). *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. 14.

[72] Pérard. — Sur la mesure de petits étalons industriels à faces planes. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 154, p. 1798, 1912.

[73] Pérard et Maudet. — Sur la mesure des étalons Johansson par une méthode optique. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 154, p. 1586, 1912.

[74] Pérard. — Sur un procédé pour la comparaison et la mesure en valeur absolue des étalons interférentiels à bouts plans au moyen des interférences lumineuses. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 170, p. 390, 1920.

[75] Pérard. — Procédés actuels pour l'étude des calibres industriels au moyen des interférences lumineuses. *Revue d'optique théorique et instrumentale*, t. 1, p. 209, 1922.

[76] Ch. Ed. Guillaume. — Premières déterminations des étalons à bouts. *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. 15.

[77] Pérard. — Études sur les étalons à bouts. *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. 14.

[78] Hertz. — Ueber die Berührung fester elastischer Körper. *Journal de Crelle*, t. 92, 1881 ; et *Gesammelte Abhandlungen*.

[79] Lafay. — Recherches expérimentales sur les déformations de contact des corps élastiques. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 23, 1901.

[80] Fizeau. — Rapport sur le prix Bordin. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 66, p. 934, 1868.

[81] Stéphan. — Sur les franges d'interférence obtenues avec de grands instruments dirigés sur Sirius, etc... *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 76, p. 1008, 1873. — Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 78, p. 1008, 1874.

[82] Michelson. — On the application of interference methods to astronomical measurements. *Philosophical magazine*, t. 30, p. 1, 1890 ; t. 31, p. 338, 1891 ; t. 34, p. 280, 1892.

[83] Michelson. — On the application of the interference methods to astronomical measurements. *Astrophysical Journal*, t. 51, p. 257, 1920.

J.-A. Anderson. — Application of Michelson's interferometer method to the measurement of close double stars. *Astrophysical Journal*, t. 51, p. 263, 1920.

Michelson et F. G. Pease. — Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer. *Astrophysical Journal*, t. 53, p. 249, 1921.

[84] Brillouin. — Mesure de très petits angles de rotation. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 136, p. 786, 1903.

[85] Angstrom. — Spectre normal du soleil. Upsal, 1868.

[86] Thalen. — Mémoire sur la détermination des longueurs d'onde des raies métalliques. *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. 18, 1869.

[87] Cornu. — Spectre normal du soleil. *Annales de l'École Normale*, 1881, et *Journal de Physique*, 1re série, t. 10, 1881.

[88] Mascart. — Recherches sur le spectre solaire ultra-violet. *Annales de l'École Normale*, 1884.

[89] Kayser. — On standards wave-lengths. *Astrophysical Journal*, t. 19, 1904.

[90] Fabry et Perot. — Mesures de longueurs d'onde en valeur absolue, spectre solaire et spectre du fer. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 25, 1902 ; et *Astrophysical Journal*, t. 15, 1902.

[91] Transactions of the International Union for Co-operation in solar research. Manchester University Press, 1906, 1908, 1911.

[92] Buisson et Fabry. — Mesures de longueurs d'onde pour l'établissement d'un système de repères spectroscopiques. *Journal de Physique*, 4e série, t. 7, 1908 ; et *Astrophysical Journal*, t. 28, 1908.

[93] Lord Rayleigh. — Further measurements of wave-lengths, and miscellaneous notes on Fabry and Perot's apparatus. *Philosophical Magazine*, t. 15, p. 548, 1908 ; et *Scientific papers*, t. 5.

[94] Pfund. — A redetermination of wave-lengths of standards iron lines. *Astrophysical Journal*, t. 28, 1908.

[95] Eversheim. — Wellenlängennormale im Eisenspektrum. *Annalen der Physik*, 4e série, t. 30, 1909.

[96] Goos. — Wellenlängen aus dem Bogenspektrum des Eisens im internationalen System. *Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie*, t. 11, p. 1 et 305, 1912.

[97] Goos. — Weiterer Beitrag zur Festlegung eines Normalsystems von Wellenlängen im Bogenspektrum des Eisens. *Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie*, t. 12, p. 259, 1913.

[98] Burns. — Mesures interférentielles de longueurs d'onde dans le spectre du fer. *Journal de Physique*, 5e série, t. 3, p. 457, 1913.

[99] Burns. — Interference measurements of wave-lengths in the iron spectrum (2851-3701). *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. XII, p. 179, 1915.

[100] Burns, Meggers and Merril. — Interference measurements of wave-lengths in the iron spectrum. *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. 12, p. 245, 1916.

[101] Buisson et Fabry. — Sur les longueurs d'onde des raies du krypton. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* t. 156, 1913.

[102] Merril. — Wave-lengths of the stronger lines in the helium spectrum. *Bulletin of the Bureau of Standards,* t. 14, p. 159, 1917.

[103] Burns, Meggers and Merril. — Measurements of wave-lengths in the spectrum of neon. *Bulletin of the Bureau of Standards,* t. 14, p. 765, 1918.

[104] Merril. — Measurements of wave-lengths in the spectra of krypton and xenon. *Bulletin of the Bureau of Standards;* Paper N° 345.

[105] Saint-John and Ware. — Tertiary standards with the plane grating. The testing and selection of standards. *Astrophysical Journal,* t. 26, p. 203, 1912, et t. 28, p. 209, 1913.

[106] Saint-John and Babcock. — A study of the pole effect in the iron arc. *Astrophysical Journal,* t. 42, p. 1, 1915.

[107] Saint-John and Babcock. — The elimination of the pole effect from the source for secondary standards of wave-lengths. *Astrophysical Journal,* t. 46, p. 231, 1917.

[108] Fabry et Buisson. — Interférences produites par les raies noires du spectre solaire. *Journal de Physique,* 4ᵉ série, t. 9, 1910.

[109] Buisson et Fabry. — Mesures de petites variations de longueur d'onde par la méthode interférentielle. Application à différents problèmes de spectroscopie solaire. *Journal de Physique,* 4ᵉ série, t. 9, 1910, et *Astrophysical Journal,* t. 31, 1910.

[110] Buisson et Fabry. — Vérification expérimentale du principe de Doppler-Fizeau. *Journal de Physique,* 5ᵉ série, t. 9, 1919, et *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* t. 158, p. 1498, 1914.

[111] Burns. — Sur un déplacement des lignes spectrales de certains métaux produit par la présence d'une autre vapeur métallique. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* t. 156, p. 1976, 1913.

[112] Aronberg. — Note on the spectrum of the isotopes of lead. *Astrophysical Journal,* t. 48, p. 96, 1918.

[113] T. R. Merton. — On the spectra of isotopes. *Proceedings of the Royal Society,* Series A, t. 96, p. 382, 1920.

[114] Jewell. — The coïncidence of solar and metallic lines. *Astrophysical Journal,* t. 3, p. 89, 1896.

[115] Humphreys and Mohler. — Effect of pressure on the wave-lengths of lines in the arc spectra of certain elements. *Astrophysical Journal,* t. 3, p. 114, 1896.
Humphreys. — Changes in the wave-frequencies of the lines of emission spectra of elements. *Astrophysical Journal,* t. 6, p. 169, 1897.

[116] Duffield. — The effect of pressure upon arc spectra. *Astrophysical Journal,* t. 26, p. 375, 1907, et *Philosophical Transactions,* A, t. 208, p. 1, 1908.

[117] Gale and Adams. — An investigation of the spectra of iron and titanium under moderate pressure. *Astrophysical Journal,* t. 35, p. 115, 1912.

[118] Saint-John. — The principle of generalized relativity and the displacement of Fraunhofer lines toward the red. *Astrophysical Journal,* t. 46, p. 261, 1917.

[119] Duffield. — The displacement of spectrum lines and the equivalence hypothesis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society,* t. 80, p. 262, 1920.

[120] Perot. — Mesure de la pression de l'atmosphère solaire dans la couche du magnésium et vérification du principe de relativité. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* t. 172, p. 578, 1921.

[121] Buisson et Fabry. — Sur le déplacement des raies solaires sous l'action du champ de gravitation. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* t. 172, p. 1020, 1921.

[122] Buisson et Fabry. — La largeur des raies spectrales et la théorie cinétique des gaz. *Journal de Physique,* 5ᵉ série, t. 2, 1912.

[123] Fabry. — Les mouvements des particules lumineuses dans les gaz. Société de Physique; Conférences faites en 1913-14, Gauthier-Villars, Paris, 1914.

[124] R. J. Strutt. — A study of the line spectrum of sodium as excited by fluorescence. *Proceedings of the Royal Society*, series A, t. 96, p. 272, 1919.
[125] T. R. Merton. — On the application of interference methods to the study of the origin of certain spectrum lines. *Proceedings of the Royal Society*, A, t. 91, 1915.
[126] Gouy. — Recherches photométriques sur les flammes colorées. *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. 18, 1879.
[127] Fizeau. — Recherches sur les modifications que subit la vitesse de la lumière dans le verre et plusieurs autres corps solides sous l'influence de la chaleur, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. 66, p. 429, 1862.
[128] Fabry et Perot. — Théorie et application d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 16, 1899.
[129] Fabry et Perot. — Sur un nouveau modèle d'interféromètre. *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. 22, 1901, et *Astrophysical Journal*, t. 13, 1901.
[130] Michelson. — The echelon spectroscope. *Astrophysical Journal*, t. 8, p. 36, 1898.
[131] Lummer und Gehrcke. — Ueber die Anwendung der Interferenzen an Plaparallelen Platten zur Analyse feinster Spektrallinien. *Annalen der Physik*, 4e série, t. 10, p. 457, 1903.
[132] Perot et Fabry. — Sur la séparation des raies spectrales très voisines, à propos d'un travail récent de MM. Lummer et Gehrcke. *Journal de Physique*, 4e série, t. 3, 1904.
[133] Nagaoka and Takamine. — The constitution of mercury lines. *Proceedings of the Physical Society of London*, t. 25, 1912.
[134] Nagaoka. — On the regularity in the distribution of the satellites of spectrum lines. *Proceedings of the Physical Society of London*, t. 29, 1917.
[135] Nagaoka and Takamine. — Anomalous Zeeman effect in satellites of the violet line of mercury. *Philosophical Magazine*, t. 29, 1915.
[136] Buisson, Fabry et Bourget. — Application des interférences à l'étude de la nébuleuse d'Orion. *Journal de Physique*, 5e série, t. 4, 1914; et *Astrophysical Journal*, t. 40, 1914.
[137] Meggers and Peters. — Measurements on the index of refraction of air for wave-lengths from 2218 to 9000 A. *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. 14, p. 697, 1918.
[138] Lord Rayleigh. — On some physical properties of argon and helium. *Proceedings of the Royal Society*, t. 59, p. 198, 1896, et *Scientific Papers*, t. 4, p. 215.
[139] Lord Rayleigh. — On the character of the impurity found in nitrogen gaz derived from urea, with an appendix containing details of refractometry. *Proceedings of the Royal Society*, t. 64, p. 195, 1898, et *Scientific Papers*, t. 6, p. 361.
[140] Löwe. — Ein tragbares Interferometer für Flüssigkeiten und Gasen. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, t. 30, p. 321, 1910.
[141] J. D. Edwards. — Application of interferometer to gaz analysis, *Technological Papers of the Bureau of Standards*, N° 131, 1919.